www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

16e JAARGANG No. 4-5, blz. 97-148 APRIL-MEI 1954

# Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

## EEN NEUTRONENSPECTROMETER WERKEND VOLGENS DE LOOPTIJDMETHODE

door P. E. TRIER *), J. C. HAMMERTON **) en E. WOLFENDALE *). 539.185.7

*De bestudering van de absorptie van neutronen door sommige elementen is in de kernphysica van veel belang, daar hieruit waardevolle gegevens kunnen worden afgeleid omtrent de samenstelling van atoomkernen en de bindende krachten tussen de delen hiervan en ook omtrent de geschiktheid van bepaalde materialen voor het gebruik in kernreactoren.*

*De meest toegepaste methode om te bepalen hoe de absorptie van neutronen afhangt van hun energie, is de looptijdspectrometer. Een installatie van dit type, die werd geconstrueerd voor het Atomic Energy Research Establishment te Harwell en die wordt gebruikt in combinatie met de reeds eerder in dit tijdschrift beschreven lineaire electronenversneller voor 15 millioen electronvolt, vormt het onderwerp van dit artikel.*

### Inleiding

*Neutronenreacties*

Neutronen behoren tot de in de kernphysica bekende deeltjes die het grootste doordringingsvermogen hebben. Een beschrijving van de invloed van een proefplaatje van een bepaalde stof op een neutronenbundel werd reeds gegeven in een artikel van Taylor en Havens[1]); het is echter van belang ook hier eerst een samenvatting te geven van de feiten die omtrent deze reacties bekend zijn.

Een neutronenbundel die een proefplaatje van een bepaald materiaal doordringt, ondergaat een verzwakking door de wisselwerking tussen sommige van de neutronen en de atoomkernen. Deze wisselwerking kan verschillende gevolgen hebben, zoals neutronenabsorptie, elastische of niet-elastische verstrooiing van neutronen. Bij bepaalde waarden van de neutronenenergie vertonen vele elementen zg. resonantie-absorptie, gekenmerkt door een veel grotere verzwakking van de bundel.

Voor een dun proefplaatje is de afneming van de intensiteit van de bundel gegeven door de formule:

$$I = I_0 \, e^{-\sigma_t n l},$$

waarin $I_0$ en $I$ de intensiteiten zijn van de bundel vóór en na het passeren van het proefplaatje. Verder is $n$ het aantal atoomkernen per cm$^3$, $l$ de dikte van het proefplaatje en $\sigma_t$ de zg. totale „werkzame doorsnede" in cm$^2$.

De totale werkzame doorsnede hangt af van de snelheid van de neutronen, en het optreden van resonantie-absorptie komt mathematisch tot uiting als een maximum in $\sigma_t$. Een nauwkeurige bestudering van de energieniveaus waarbij voor verschillende elementen resonantie-absorptie optreedt, kan waardevolle gegevens leveren omtrent de samenstelling van de atoomkernen en de bindende krachten tussen de delen hiervan.

Enige gegevens omtrent de absorptie van neutronen kunnen worden verkregen door de bestudering van de sterkte van de radioactiviteit die ontstaat door directe activering van de elementen door neutronen. De hierop betrekking hebbende experimenten zijn echter niet eenvoudig uit te voeren en geven bovendien geen nauwkeurige resultaten. Een betere methode voor de bepaling van de totale werkzame doorsnede van de atoomkernen

*) Mullard Research Laboratories, Salfords, Engeland.
**) Atomic Energy of Canada, Ltd, vroeger verbonden aan Mullard Research Laboratories.

1) T. I. Taylor en W. W. Havens Jr., Nucleonics **5**, 4, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



bij resonantie is het gebruik van een snelheidsspectrometer, waarvan verschillende uitvoeringsvormen bestaan.

*Looptijdspectrometers*

De meest universeel bruikbare en meest toegepaste methode voor de meting van de totale werkzame doorsnede voor neutronenreacties bij energieën tussen 1 eV en 20 keV is het gebruik van een looptijdspectrometer. Hierbij laat men een neutronenbron periodiek gedurende een korte tijd neutronen emitteren. Nadat deze neutronen een zekere afstand $L$ hebben afgelegd, is de neutronenimpuls, die een continu energiespectrum heeft, uitgespreid in de voortplantingsrichting, daar de langzame neutronen achterblijven ten opzichte van de snelle. Na een tijd $T$, gerekend vanaf het moment van de neutronenemissie, wordt een deeltjesdetector, die zich in de baan van de neutronenbundel bevindt, gedurende een korte tijd $\Delta T$ ingeschakeld, en het aantal neutronen dat gedurende deze tijd aankomt, wordt geregistreerd. Het geregistreerde aantal geeft een relatieve indicatie van het aantal neutronen dat een snelheid $L/T$ heeft. Door de registratie te doen plaatsvinden voor een zeer groot aantal impulsen en hierbij $T$ in een bepaald gebied te variëren, verkrijgt men een grafiek van de energieverdeling van de neutronen.

Bij de meeste vroegere uitvoeringsvormen van spectrometers die volgens dit principe werken, werd het aantal aankomende neutronen geteld gedurende een tijd $\Delta T$ op één bepaalde tijd $T$ na de emissie van een neutronenimpuls. Bij moderne looptijdspectrometers wordt echter door middel van een reeks „vensterschakelingen" de uitgangsspanning van de detector na iedere neutronenimpuls geregistreerd voor een reeks waarden van $T$.

De eigenlijke meting van de totale werkzame doorsnede van een materiaal geschiedt nu op de volgende wijze. Eerst wordt de energieverdeling van de neutronen in de bundel bepaald; vervolgens wordt een proefplaatje van het te onderzoeken materiaal tussen de neutronenbron en de detector geplaatst en opnieuw het energiespectrum opgemeten. De totale werkzame doorsnede bij een bepaalde neutronenenergie volgt nu uit de verhouding $I/I_0$, die wordt bepaald uit de verandering die het spectrum door het inbrengen van het proefplaatje ondergaat.

De energie $E$ van de neutronen wordt bepaald met een nauwkeurigheid $\Delta E$. Men noemt $\Delta E/E$ het scheidend vermogen. Dit scheidend vermogen hangt af van de nauwkeurigheid waarmede zowel $L$ als $T$ kan worden gemeten. De lengte $L$ van de door de neutronen afgelegde weg is niet nauwkeurig gedefinieerd, daar de neutronenbron en de detector eindige afmetingen hebben. De looptijd $T$ is evenmin nauwkeurig bekend, doordat de emissie van de neutronenimpuls plaatsvindt gedurende een tijd die niet altijd klein is ten opzichte van $T$, speciaal wanneer zeer snelle neutronen worden beschouwd. Bovendien is de tijd $\Delta T$, gedurende welke de detector werkzaam is, niet oneindig kort.

Het scheidend vermogen kan worden vergroot door verkleining van de diepte van het detectorvat, verkorting van de duur van de neutronenimpuls en van de werkingstijd $\Delta T$ van de detector of door verlenging van de baan $L$. Door al deze maatregelen wordt echter het aantal neutronen dat gemiddeld per tijdseenheid wordt geteld, kleiner. Om deze reden zal men steeds streven naar een krachtige neutronenbron, en in de practijk is deze bron de factor die het scheidend vermogen van een spectrometer begrenst.

De statistische nauwkeurigheid van een spectrometer wordt niet beïnvloed door het gemiddelde aantal per seconde te tellen deeltjes, mits dit aantal groot is ten opzichte van het aantal getelde deeltjes dat tot de zg. achtergrond behoort. De nauwkeurigheid hangt echter wel af van het totale aantal getelde deeltjes; zij is nl. evenredig met de wortel uit dit aantal. Om deze reden is het, ter voorkoming van zeer langdurige experimenten, toch gewenst dat het aantal per seconde getelde deeltjes niet te klein is.

Twee voorbeelden van vroegere looptijdspectrometers, waarbij na iedere neutronenimpuls de detector slechts éénmaal werkzaam was, zijn die van Luis Alvarez[2]) en van Baker en Bacher[3]). In beide installaties werd het scheidend vermogen begrensd door de tijdsduur van de neutronenimpuls. In dit opzicht was die van Baker en Bacher de beste. Hierbij lag de tijdsduur van de impuls tussen 50 en 500 microseconden.

De eerste looptijdspectrometer waarbij per neutronenimpuls de detector meermalen werkzaam was, was die van Haworth, Manley en Luebke[4]). Bij deze spectrometer was gestreefd naar een grotere nauwkeurigheid, maar de sterkte van de neutronenbron beperkte het toepassingsgebied tot de bestudering van neutronen met een energie van 0,004 tot 1 eV.

Hierop volgde een spectrometer die werd gebouwd aan de Columbia University door Rainwater en

---

[2]) Luis W. Alvarez, Phys. Rev. **54**, 609, 1938.
[3]) C. P. Baker en R. F. Bacher, Phys. Rev. **59**, 332, 1941.
[4]) J. H. Manley, L. J. Haworth en E. A. Luebke, Rev. sci. Instr. **12**, 587,1941; Phys. Rev. **69**, 405, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Havens [5]). Bij deze installatie werd een cyclotron gebruikt met een energie van 8 MeV. Tezelfdertijd werd een spectrometer gebouwd door de Mullard Research Laboratories en het Atomic Energy Research Establishment te Harwell [6])[7])[8]). Het is van belang de voornaamste eigenschappen van deze beide spectrometers te vergelijken.

Bij de installatie van de Columbia University bedroeg de minimale duur van de neutronenimpuls, zowel als de openingstijd van de detector, 5 μsec. Het aantal tijdsintervallen gedurende welke de detector na iedere neutronenimpuls werkzaam was, bedroeg 16, en de door de neutronen af te leggen weg was 6,2 meter. Een blok paraffine (moderator) werd gebruikt om de zeer snelle neutronen te vertragen tot een energieniveau waarbij zij nog konden worden gedetecteerd. Door deze maatregel ontstond echter wederom een onzekerheid in de kennis van het tijdstip waarop de neutronen de bron verlaten. (Het scheidend vermogen van de spectrometer van de Columbia University is later verbeterd door de duur van de neutronenimpulsen te verkleinen tot 4 μsec en de werkingstijd van de detector tot 2 μsec. Deze verbetering en enige hierdoor bereikte resultaten zijn beschreven in een artikel van Havens en Rainwater [9]).)

De spectrometer te Harwell had een groter scheidend vermogen bij lage en hoge energieniveaus door het gebruik van een lineaire versneller die een electronenimpuls van 120 mA bij een energie van 3,2 MeV leverde. De bundel bevatte hierbij een zo groot aantal neutronen met een kleine energie dat het gebruik van een paraffinemoderator overbodig was. De sterkere neutronenbundel gaf de mogelijkheid de neutronenbaan te verlengen tot 10 meter, en dit, gecombineerd met het feit dat de onnauwkeurigheid in de bepaling van de looptijd

[5]) J. Rainwater en W. W. Havens Jr., Phys. Rev. **70**, 136, 1946; L. J. Rainwater, W. W. Havens Jr., C. S. Wu en J. R. Dunning, Phys. Rev. **71**, 65, 1947.
[6]) A. W. Merrison en E. R. Wiblin, Nature **167**, 346, 1951.
[7]) A. W. Merrison en E. R. Wiblin, Proc. Roy. Soc. **A 215**, 278, 1952.
[8]) F. S. Goulding, J. C. Hammerton, M. G. Kelliher, A. W. Merrison en E. R. Wiblin, Proc. Inst. El. Engrs. 1954 II, Paper M 1528 (verschijnt binnenkort).
[9]) W. W. Havens Jr. en L. J. Rainwater, Phys. Rev. **83**, 1123, 1951.

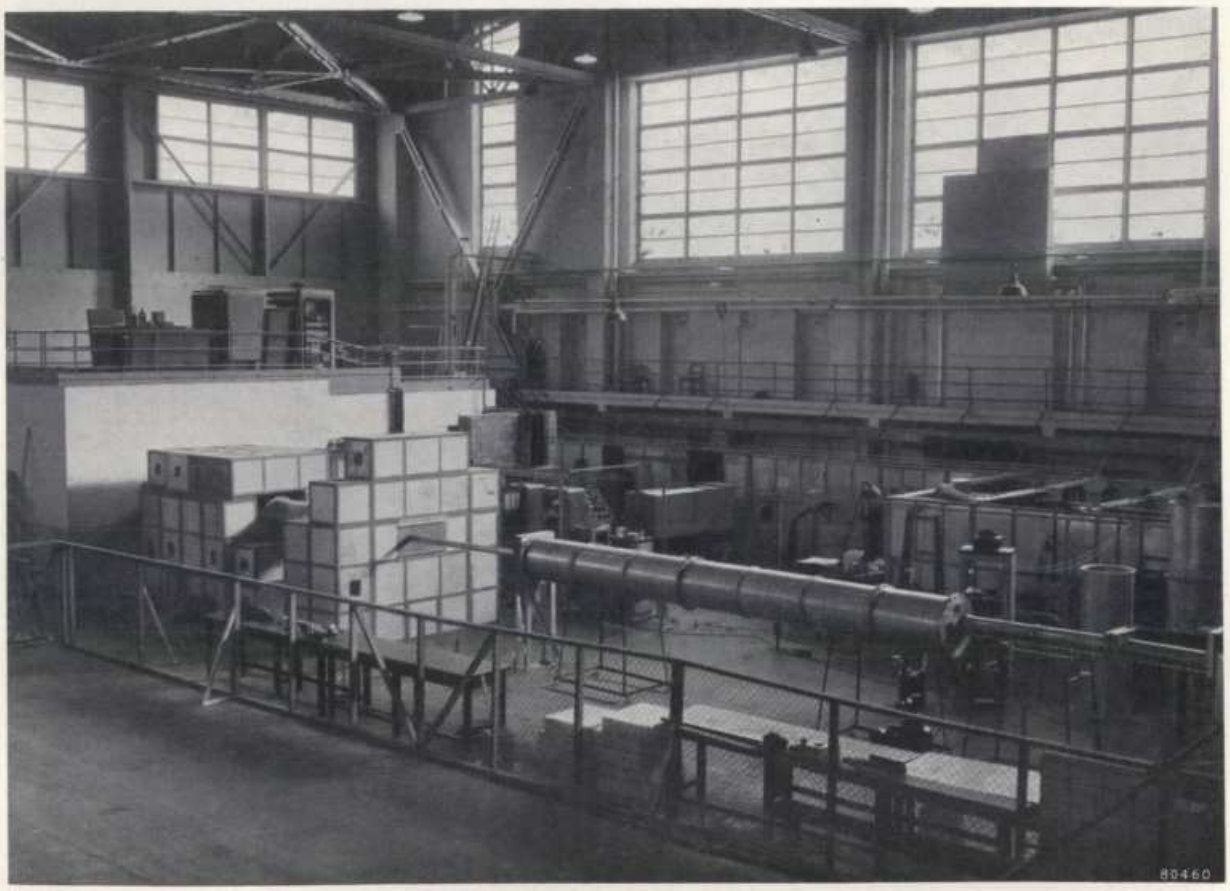



Fig. 1. Overzicht van de neutronenspectrometer tijdens de opbouw. Links de betonnen schuilkelder waarin zich de lineaire versneller bevindt. In het midden een van de geëvacueerde buizen met aan het eind een neutronendetector. Op de achtergrond is de electronische apparatuur zichtbaar. (Gereproduceerd met toestemming van het Engelse Stationary Office en het Ministry of Supply.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



slechts ongeveer 6 μsec bedroeg, veroorzaakte het grotere scheidend vermogen. De minimale duur van de neutronenimpuls en van de werkingstijd van de detector waren beide 2 μsec. Het aantal tijdsintervallen gedurende welke de detector na iedere neutronenimpuls werkzaam was, bedroeg 32.

Een verdere verbetering van het scheidend vermogen werd te Harwell verkregen door het gebruik van de lineaire electronenversneller voor 15 MeV, die reeds eerder in dit tijdschrift werd beschreven [10]), tezamen met een nieuwe electronische apparatuur voor de tijdsvastlegging. De electronenversneller gaf de mogelijkheid een sterkere neutronenbundel te gebruiken, waardoor de neutronenbaan kon worden verlengd tot 20 m. De apparatuur voor de tijdsvastlegging, die tegelijk met de versneller werd ontworpen en gebouwd door de Mullard Research Laboratories in samenwerking met het Atomic Energy Research Establishment, is gelijk aan die van de vorige spectrometer, behalve in het feit dat het aantal malen dat de detector per neutronenimpuls werkzaam is, werd vergroot tot 100. Wij zullen thans een gedetailleerde beschrijving van deze spectrometer geven.

In *fig. 1* is een algemeen overzicht van de installatie tijdens de opbouw getoond. Links ziet men de schuilkelder waarin de lineaire versneller is geplaatst. In het midden is één der geëvacueerde pijpen zichtbaar waarin de neutronen lopen. Aan het rechtereinde hiervan bevindt zich de neutronendetector. Op de achtergrond ziet men de electronische apparatuur, waaraan dit artikel in hoofdzaak is gewijd.

## Inrichting van de spectrometer te Harwell

### *Algemeen overzicht*

In *fig. 2* is een blokschema weergegeven van de voornaamste onderdelen van de spectrometer. Het hart van de installatie is de lineaire electronenversneller voor 15 MeV [10]). De electronenimpuls, waarvan de tijdsduur 2 μsec bedraagt, valt aan het eind van de versneller op een trefplaatje, dat hierdoor $\gamma$-stralen en neutronen uitzendt. De vrijgemaakte neutronen kunnen naar buiten treden door openingen die nabij de neutronenbron zijn aangebracht in de wanden van de schuilkelder, waarin de versneller is geplaatst. Zij komen hierbij in twee gedeeltelijk geëvacueerde buizen, die een lengte van 20 m hebben en aan het eind waarvan zich een neutronendetector bevindt. De beide buizen kunnen worden gebruikt voor twee van elkaar onafhankelijke experimenten.

[10]) C. F. Bareford en M. G. Kelliher, Philips techn. T. **15**, 177-205, 1953 (No. 7).

In het gedeelte van de schakeling dat wordt aangeduid als de hoofdimpulsgever, worden verschillende reeksen spanningsimpulsen opgewekt. Eén hiervan, die bestaat uit de zg. modulatorimpulsen, wordt gebruikt om de spanningsstoot op te wekken die aan het electronenkanon van de lineaire versneller en aan het hierbij behorende magnetron wordt toegevoerd. Na een tijdsverloop van 1 à 3 μsec komt dan een neutronenimpuls van 2 μsec vrij uit de neutronenbron.

Nadat de neutronen die in de daartoe vereiste richting de bron verlaten, een weg van 20 m hebben afgelegd, worden zij gedetecteerd in één der beide neutronendetectoren. Zij bereiken deze detector op verschillende tijdstippen, die afhangen van hun energie. De spanningsimpulsen van de detector vormen hierdoor een reeks waarvan de dichtheid als functie van de tijd overeenkomt met het energiespectrum van de neutronen. Deze impulsreeks wordt via versterkers toegevoerd aan de gemeenschappelijke rail van een reeks vensterschakelingen (100 in totaal). De vensters worden achtereenvolgens gedurende gelijke korte tijdsintervallen $\Delta T$ „geopend", beginnend op een bepaalde tijd $T$ na het opwekken van de neutronenimpuls. De uitgangsspanning van ieder venster wordt afzonderlijk, via een schakeling die de impulsduur vergroot, toegevoerd aan een mechanisch telwerk. Al deze telwerken zijn overzichtelijk gegroepeerd in een lessenaar. De vensters hebben dus een sorterende werking, en wel zodanig dat het $n^{de}$ telwerk alleen die detectorimpulsen telt die ontstaan op een tijd $t$ na de opwekking van de neutronenimpuls, waarbij $t$ gelegen is tussen

$$T+(n-1)\,\Delta T \quad \text{en} \quad T+n\,\Delta T.$$

Er dient op te worden gewezen dat per neutronenimpuls van 2 μsec het telwerk van iedere vensterschakeling slechts hoogstens één neutron kan tellen. De parameters van het systeem zijn echter zodanig dat de waarschijnlijkheid dat tijdens de openingstijd van één venster de detector door een neutron wordt getroffen, reeds zeer klein is. Nog veel kleiner is natuurlijk de kans dat gedurende één tijdsinterval $\Delta T$ meer dan één neutron aankomt.

De statistische verdeling wordt bepaald doordat de neutronenimpulsen met een frequentie van 200 of 400 per seconde worden herhaald. Zelfs hierbij is het gewoonlijk nodig dat de installatie gedurende enkele uren werkt voordat het totale aantal getelde neutronen groot genoeg is om er conclusies omtrent de verdeling over de verschillende energieniveaus uit te kunnen trekken.

De opzet van de spectrometer is zodanig dat de installatie op verschillende manieren kan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



worden gebruikt. De 100 vensters kunnen in één enkele reeks worden geschakeld of wel in twee reeksen van ieder 50 stuks voor afzonderlijke experimenten met de beide neutronenbanen. Een onderverdeling in twee reeksen van 16 en 84 vensters is ook mogelijk.

De spanningsimpuls die de eerste vensterschakeling opent (de startimpuls) heeft ten opzichte van het moment waarop de neutronenimpuls vrijkomt een vertraging $T$. De schakeling die deze vertraging teweegbrengt, is in fig. 2 aangeduid als de vertrager. Deze wordt bestuurd door impulsen die worden geleverd door de hoofdimpulsgever. De vertraging $T$ kan worden geregeld van 0 tot 2990 μsec in stappen van 10 μsec. De vertrager bevat tevens schakelingen die de openingstijd $\Delta T$ van de vensters vastleggen. Deze openingstijd kan worden ingesteld op 2 of 10 μsec.

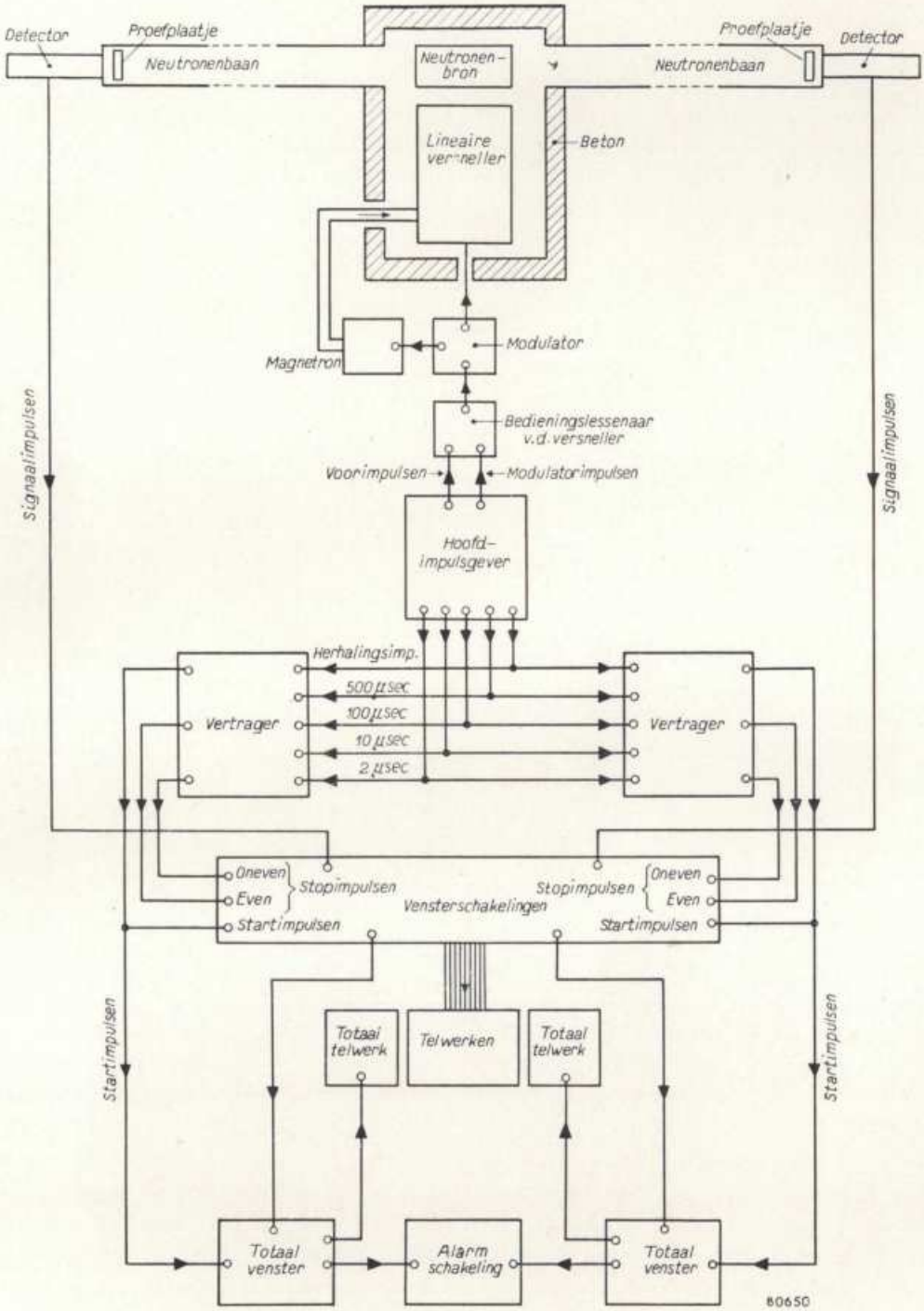



Fig. 2. Overzicht van de voornaamste gedeelten van de neutronenspectrometer te Harwell.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Omdat desgewenst met twee onafhankelijke reeksen vensterschakelingen moest kunnen worden gewerkt, zijn twee gelijke vertragers aanwezig. Indien de honderd vensters in één enkele reeks worden gebruikt, functionneert slechts één dezer vertragers.

Voor contrôle op het correct functionneren van de vensterschakelingen is voor iedere reeks een totaalvenster aanwezig, dat alle detectorimpulsen doorlaat die aan de desbetreffende reeks vensters worden toegevoerd. Deze impulsen worden dan gegeven, kan dus worden voorkomen dat de installatie nutteloos in werking blijft.

Om te voorkomen dat vaak defecten in buizen optreden, worden op geregelde tijden alle buizen vervangen. De schakelingen zijn zodanig ontworpen dat het correct functionneren hiervan zo weinig mogelijk van de buiskarakteristieken afhangt, zodat na het vervangen van buizen geen enkele instelling behoeft te worden gewijzigd. Het belang van deze maatregel wordt duidelijk als men bedenkt dat de installatie meer dan 750 buizen bevat.

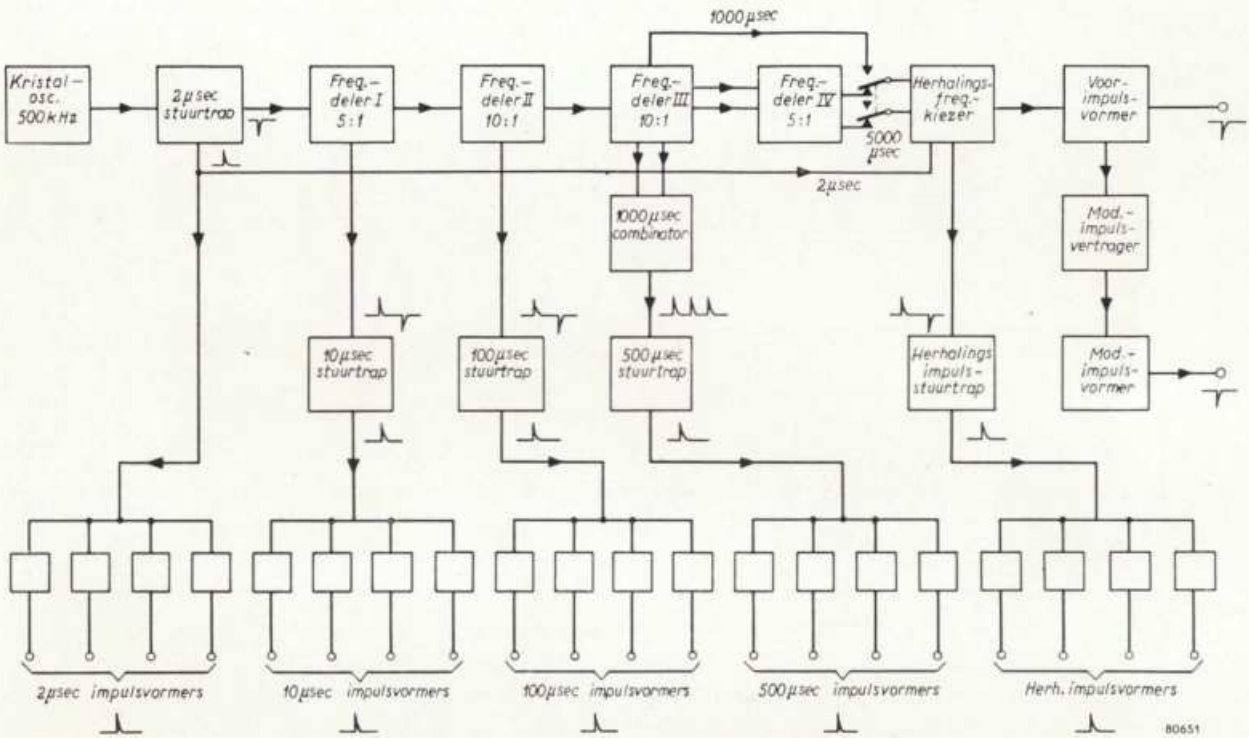



Fig. 3. Principeschema van de hoofdimpulsgever.

geteld door het totaaltelwerk[11]), dat bestaat uit neonindicatoren voor de eenheden en de tientallen, en mechanische tellers voor de honderdtallen enz. Het aantal door dit totaaltelwerk getelde deeltjes moet dus gelijk zijn aan de som van de deeltjes die door de telwerken van de afzonderlijke vensterschakelingen zijn geteld.

De installatie bevat verder nog een alarmschakeling, die werkt in combinatie met het totaalvenster. Deze alarmschakeling onderbreekt het tellen en geeft een alarmsignaal als in één of meer van de vensterschakelingen een defect optreedt. Dit is van veel belang, daar onder normale omstandigheden een experiment enkele uren duurt, waarbij de installatie zonder toezicht werkt. Indien bij het optreden van een defect een alarmsignaal wordt

[11]) Ontworpen door het Atomic Energy Research Establishment.

*De hoofdimpulsgever*

De hoofdimpulsgever levert een aantal reeksen spanningsimpulsen, waarop de werking van de spectrometer is gebaseerd. *Fig. 3* toont een blokschema van de schakeling van dit gedeelte van de apparatuur. Allereerst geven wij hier een opsomming van de verschillende impulsreeksen:

1) Een reeks met een periode van 2 µsec.
2) Een reeks met een periode van 10 µsec.
3) Een reeks met een periode van 100 µsec.
4) Een reeks met een periode van 500 µsec.
5) Een impulsreeks die de frequentie vastlegt waarmede de neutronenimpulsen worden herhaald. De periode van deze reeks kan worden ingesteld op 5000, 2500 of 1000 µsec[12]). Wij zullen deze

[12]) De mogelijkheid om de periode van deze reeks te kunnen instellen op 1000 µsec, is aangebracht met het oog op eventuele verdere ontwikkeling van de installatie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



impulsreeks aanduiden als de reeks der herhalingsimpulsen.

6) De reeks der zg. voorimpulsen, waarvan de periode dezelfde is als die van de herhalingsimpulsreeks. Deze reeks wordt gebruikt om de tijdbasis van de contrôle-apparatuur van de lineaire versneller aan te stoten.
7) De reeks der modulatorimpulsen, die reeds hierboven werd genoemd. Ook van deze reeks is de periode gelijk aan die van de herhalingsimpulsen.

Daar het kleinste tijdsinterval dat nodig is, 2 μsec bedraagt, is de 2 μsec-impulsreeks de basisreeks, waarop het gehele systeem voor de tijdsvastlegging berust. Deze reeks wordt gesynchroniseerd met de spanning van een kristaloscillator met een frequentie van 500 kHz. De andere impulsreeksen worden uit de basisreeks verkregen door middel van vier frequentiedelers. De deelverhoudingen hiervan zijn resp. 5 : 1 (voor de 10 μsec-reeks), 10 : 1 (100 μsec), 10 : 1 (1000 μsec) en 5 : 1 (5000 μsec). De reeksen met periodes van 500 en 2500 μsec worden op iets ingewikkelder wijze met dezelfde frequentiedelers opgewekt (zie hieronder).

De frequentiedelers bestaan uit multivibratoren van het conventionele type met twee buizen. Zij worden gesynchroniseerd door negatieve spanningsstoten op beide kathodes. Om redenen die wij hieronder nader zullen verklaren (terugslag van vertragingscircuit *III*), werkt de eerste frequentiedeler onsymmetrisch: in één der beide buizen vloeit stroom gedurende 4 μsec en in de andere buis gedurende 6 μsec. Hierdoor is de 10 μsec-impulsreeks 6 μsec verschoven ten opzichte van de 100 μsec-reeks. De frequentiedelers *II* en *III* werken symmetrisch, evenals de frequentiedeler *IV*. Aangezien de deelverhouding in dit laatste geval 5 is, worden hierbij aan de kathodes twee afzonderlijke synchronisatie-impulsen toegevoerd, die worden verkregen van de anodes van de beide buizen van de frequentiedeler *III*, zodat dus in iedere buis van frequentiedeler *IV* stroom vloeit gedurende $2^1/_2$ periode van de 1000 μsec-reeks.

De frequentiedelers leveren dus kanteelspanningen met een periode van resp. 10, 100, 1000 en 5000 μsec. De 10 μsec- en de 100 μsec-reeks worden gesynchroniseerd met de dalende flanken van de eerste twee van deze kanteelspanningen.

De 500 μsec-reeks wordt gesynchroniseerd met de gecombineerde flanken van de kanteelspanningen van de beide anodes van de buizen van frequentiedeler *III*. Deze combinatie vindt plaats in de 1000 μsec-combinator.

Zoals reeds werd vermeld, kan de periode van de reeks der herhalingsimpulsen worden ingesteld op 5000, 2500 of 1000 μsec. Deze reeks wordt verkregen met behulp van het gedeelte van de schakeling dat is aangeduid als de herhalingsfrequentiekiezer. Hierdoor worden de spanningsflanken van de desbetreffende frequentiedelers in impulsen omgezet (de 2500 μsec-reeks wordt gesynchroniseerd met de gecombineerde flanken van de beide anodespanningen van frequentiedeler *IV*).

De reeks der voorimpulsen wordt door de herhalingsfrequentiekiezer direct uit de basisreeks (2 μsec) afgeleid. Hiertoe wordt de eerstvolgende impuls uit de basisreeks na iedere herhalingsimpuls doorgelaten.

De modulatorimpulsen worden verkregen uit de voorimpulsen via de modulatorimpulsvertrager. Deze geeft een vertraging die continu regelbaar is van 2 tot 5 μsec.

Alle impulsen worden opgewekt door impulsvormers, die bestaan uit blokkeeroscillatoren. De tijdsduur van de impulsen is ongeveer 0,2 μsec en hun stijgtijd is kleiner dan 0,05 μsec indien de belasting van de blokkeeroscillatoren bestaat uit een kabel met een golfweerstand van 100 Ω. Zoals uit fig. 2 blijkt, worden de eerste vijf van de genoemde impulsreeksen toegevoerd aan de vertragers, en de laatste twee aan de bedieningslessenaar voor de lineaire versneller.

Er is rekening gehouden met een eventuele uitbreiding van de spectrometer met meer neutronenbanen, vertragers en vensterschakelingen. Hiertoe zijn de impulsvormers van die impulsreeksen die naar de vertragers worden geleid, viervoudig uitgevoerd. Ieder stel van vier impulsvormers wordt bestuurd door een gemeenschappelijke stuurtrap, die eveneens uit een blokkeeroscillator bestaat.

*De vertragers*

Door middel van de vertragers wordt een tijdsverschuiving $T$ verkregen tussen het moment waarop een neutronenimpuls ontstaat en het ogenblik waarop het eerste venster wordt geopend. Deze vertraging $T$ is instelbaar van 0 tot 2990 μsec in stappen van 10 μsec. Iedere vertrager kan drie impulsreeksen leveren aan de vensterschakelingen. Deze reeksen duiden wij aan als de startimpulsen en de even en oneven stopimpulsen. De startimpulsen worden gebruikt om het eerste van de reeks vensters te openen; de stopimpulsen leggen de openingstijd $\Delta T$ van de vensters vast en maken deze tijd onafhankelijk van de vensterschakelingen zelf.

In *fig. 4* is een vereenvoudigd blokschema van een vertrager weergegeven. De vertragingstijd wordt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



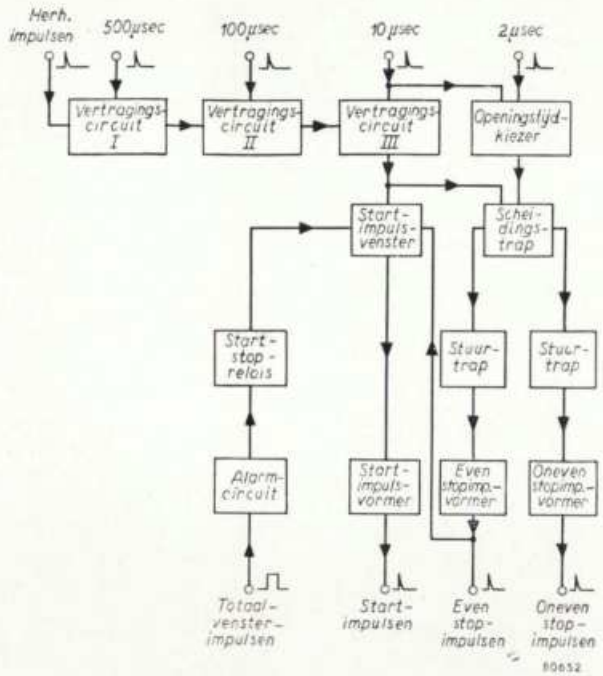



Fig. 4. Principeschema van een vertrager.

verkregen door middel van drie in serie geschakelde vertragingscircuits. Ieder van deze circuits bestaat uit een multivibrator met een stabiele en een onstabiele instelling. Aan deze multivibrator worden twee reeksen impulsen toegevoerd, nl. de aanslagimpulsen, die de schakeling in de onstabiele toestand doen overgaan, en de terugslagimpulsen, die het moment bepalen waarop de stabiele toestand weer ontstaat.

Als voorbeeld is in *fig. 5* het schema weergegeven van één der vertragingscircuits, nl. nummer *II*. In de stabiele toestand vloeit anodestroom in de buis $B_1$, terwijl dit niet het geval is in $B_2$. De aanslagimpulsen, die worden geleverd door vertragingscircuit *I*, worden aan de kathode van $B_2$ toegevoerd (klem *p*). Door ieder van deze impulsen slaat de schakeling om in de onstabiele toestand, waarbij in $B_2$ wel en in $B_1$ geen anodestroom vloeit. De terugslagimpulsen worden continu aan de kathode van $B_1$ toegevoerd (klem *r*). Voor vertragingscircuit *II* worden deze terugslagimpulsen gevormd door de 100 µsec-impulsreeks. Hierdoor is de duur van de onstabiele toestand exact gelijk aan een veelvoud van 100 µsec. Het aantal malen 100 µsec dat verloopt voordat de terugslag plaatsvindt, is afhankelijk van de waarde van de weerstand die door het gedeelte (*a*) van de dubbele schakelaar *S* wordt omgeschakeld.

Vertragingscircuit *II* levert aanslagimpulsen aan vertragingscircuit *III* (klem *q*). Deze spanningsstoten worden, indien de schakelaar *S* zich in de stand „0" bevindt, ontleend aan de anode van $B_2$. Zij ontstaan dus in dit geval gelijktijdig met de aanslagimpulsen, die door vertragingscircuit *I* worden geleverd. Bij deze stand van de schakelaar *S* slaat de schakeling nog vóór de eerstvolgende terugslagimpuls weer in de stabiele toestand om. Bij de andere standen van *S* worden de aanslagimpulsen voor vertragingscircuit *III* ontleend aan het schermrooster van $B_1$ en vallen zij dus samen met het moment van terugslag. De vertraging kan aldus worden ingesteld van 0 tot 900 µsec in stappen van 100 µsec.

De drie vertragingscircuits functionneren op dezelfde wijze. De aanslagimpulsen en de terugslagimpulsen van vertragingscircuit *I* bestaan respectievelijk uit de herhalingsimpulsen en uit de 500 µsec-impulsreeks. Dit vertragingscircuit is zodanig ingericht dat het een vertraging levert die in twee stappen van 1000 µsec regelbaar is van 0 tot 2000 µsec.

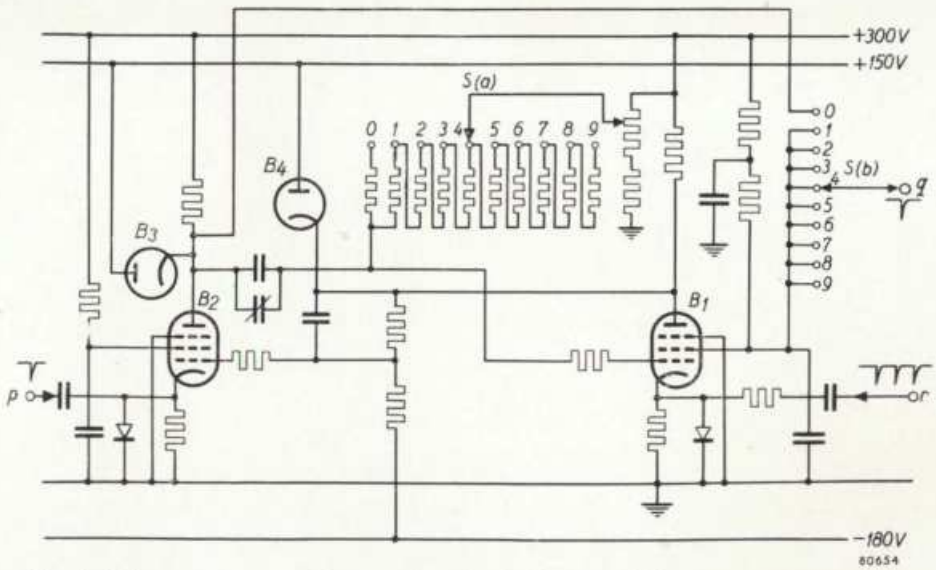



Fig. 5. Schema van één van de vertragingscircuits (nummer *II*).
Deze schakeling bestaat uit een multivibrator met een stabiele en een onstabiele instelling.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



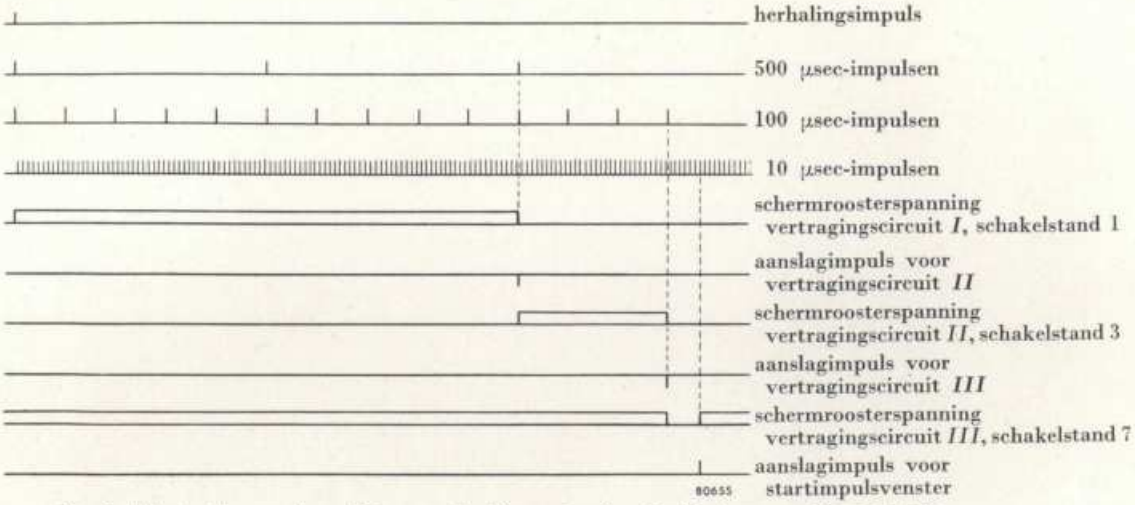



Fig. 6. Illustratie van de werking van de drie vertragingscircuits tezamen. Deze circuits zijn hierbij respectievelijk ingesteld op de schakelstanden 1, 3 en 7, zodat de totale vertraging bedraagt 1370 + 6 μsec verminderd met de vertraging in de frequentiedelers.

De terugslagimpulsen van vertragingscircuit *III* worden gevormd door de 10 μsec-impulsreeks. Zoals reeds eerder werd vermeld, is deze reeks ten opzichte van de 100 μsec-reeks over 6 μsec verschoven, en daar vertragingscircuit *III* bij alle standen van de schakelaar, dus ook in de stand „0", door de terugslagimpulsen in de stabiele toestand wordt teruggebracht, is de vertraging hier in stappen van 10 μsec regelbaar van 6 tot 96 μsec.

In *fig. 6* is het effect getoond van de drie vertragingscircuits gezamenlijk. Daar de extra vertraging van 6 μsec, die hierboven werd genoemd, niet bij de standen van de desbetreffende schakelaar is aangegeven, heeft de impuls die door vertragingscircuit *III* wordt geleverd, ten opzichte van de voorimpuls een vertraging die gelijk is aan de som van de bij de schakelstanden aangegeven vertragingstijden vermeerderd met 6 μsec en verminderd met de vertraging die in de frequentiedelers van de hoofdimpulsgever optreedt (*a* in fig. 8). Deze laatste vertraging, die ongeveer 1,5 μsec bedraagt, is nuttig, daar hierdoor voorkomen wordt dat een aanslagimpuls precies samenvalt met een terugslagimpuls. Hierdoor zou namelijk meer dan één vertragingscircuit gelijktijdig kunnen worden aangeslagen, waardoor de werking van de installatie zou kunnen worden gestoord.

De wijze waarop de startimpulsen en de stopimpulsen tot stand komen, is geïllustreerd in *fig. 7a* en *b*, welke figuren respectievelijk betrekking hebben op openingstijden van de vensterschakelingen van 2 en 10 μsec. Om te voorkomen dat meer dan één venster tegelijk wordt geopend, worden twee reeksen stopimpulsen gebruikt, welke dienen om de vensters die in de reeks de oneven en de even plaatsen innemen, te sluiten. Dit zijn de reeds genoemde

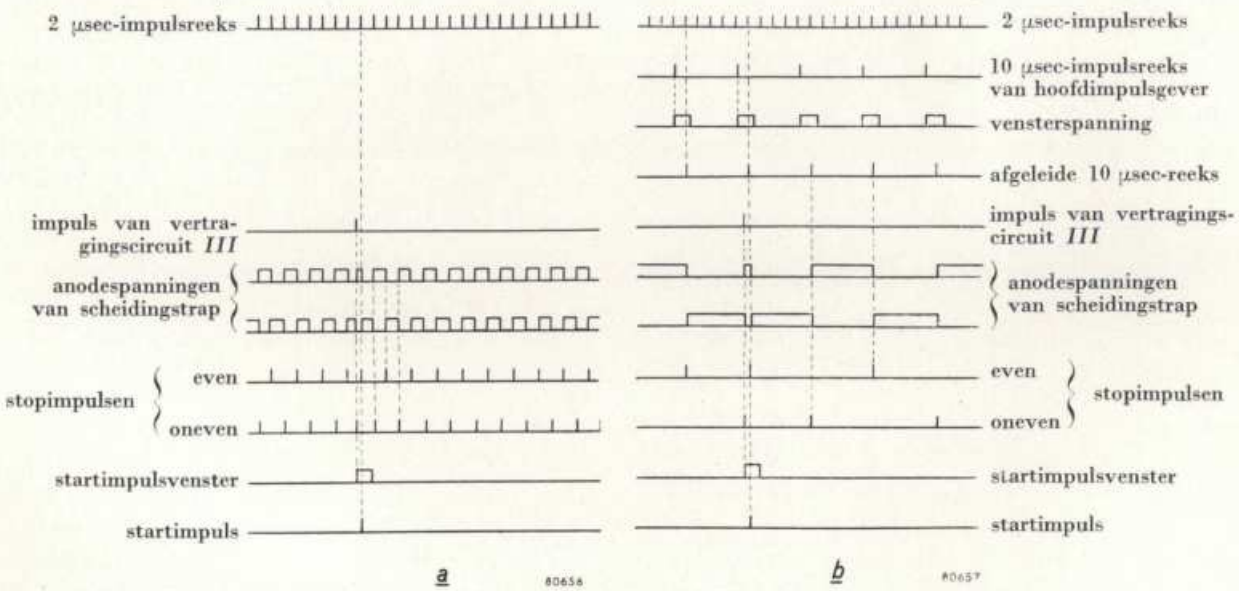



Fig. 7. Illustratie van de manier waarop de start- en stopimpulsen worden opgewekt wanneer de openingstijd van de vensters is ingesteld op respectievelijk 2 μsec (*a*) en 10 μsec (*b*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



even en oneven stopimpulsen. Zij worden verkregen met behulp van de scheidingstrap, die bestaat uit een multivibrator. Wanneer men een openingstijd van 2 μsec wenst, wordt deze multivibrator bestuurd door de 2 μsec-impulsreeks van de hoofdimpulsgever. De anodespanningsimpulsen van de scheidingstrap worden gebruikt om de blokkeeroscillatoren, die de oneven en de even stopimpulsen opwekken, aan te stoten.

al naar gelang de vertraging van de modulator 1 of 3 μsec bedraagt.

Indien alle vertragingsschakelingen op „0" worden ingesteld, hebben de startimpulsen ten opzichte van de voorimpulsen een vertraging van 6 μsec. (Hiervan worden 4 μsec veroorzaakt door de onderlinge tijdsverschuiving van de 10 μsec-impulsreeks en de voorimpulsen, en 2 μsec door het feit dat de startimpulsen uit de even stopimpulsen worden afgeleid.) Met alle vertragingscircuits op „0" ingesteld, kan men dus de startimpulsen gelijktijdig met de neutronenimpulsen laten optreden. Dit geschiedt in de practijk zodanig dat men de startimpulsen laat samenvallen met de electronenimpulsen van de lineaire versneller. Indien dit eenmaal is geschied, wordt verder de vertraging van de startimpulsen ten opzichte van de neutronenimpulsen gegeven door de instelcijfers van de vertragingscircuits.

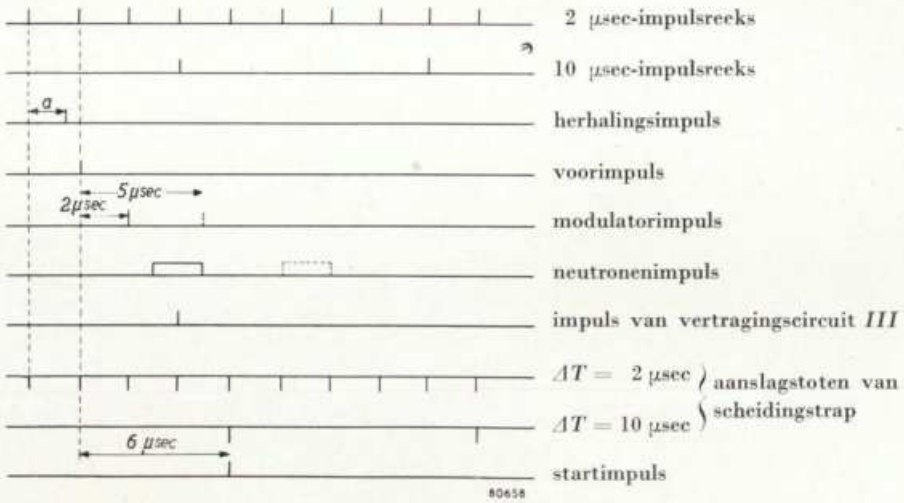



Fig. 8. Illustratie van het ontstaan van de tijdsverschuiving tussen de neutronenimpulsen en de startimpulsen indien alle vertragingscircuits op nul zijn ingesteld. *a* is de vertraging die in de frequentiedelers ontstaat.

De startimpulsen, die de eerste vensterschakeling openen, worden afgeleid van de reeks der even stopimpulsen. De impulsen die door vertragingscircuit *III* worden geleverd, openen hiertoe een vensterschakeling, die het startimpulsvenster wordt genoemd. Dit laat de eerste even stopimpuls na iedere impuls van vertragingscircuit *III* door. Deze impuls stoot nu de startimpulsvormer aan.

Wenst men voor de vensterschakelingen een openingstijd van 10 μsec, dan wordt de scheidingstrap niet bestuurd door de 10 μsec-impulsreeks van de hoofdimpulsgever, doch door een andere impulsreeks, waarvan de herhalingstijd eveneens 10 μsec bedraagt, en die van de 2 μsec-reeks wordt afgeleid door hieruit bepaalde impulsen van de overige af te scheiden. De vensterschakeling waarmede dit laatste geschiedt, wordt bestuurd door de 10 μsec-impulsreeks van de hoofdimpulsgever.

De onderlinge tijdsverschuiving van de startimpulsen en de neutronenimpulsen is verduidelijkt in *fig. 8*. Zoals reeds werd vermeld, hebben de modulatorimpulsen ten opzichte van de voorimpulsen een vertraging die continu variabel is van 2 tot 5 μsec. De modulator veroorzaakt zelf een vertraging van 1 à 3 μsec. De vertraging van de neutronenimpulsen ten opzichte van de voorimpulsen kan dus worden gevarieerd van 3 tot 6 μsec of wel van 5 tot 8 μsec,

Het schema van de schakeling waarmede de variabele vertraging van de modulatorimpulsen ten opzichte van de voorimpulsen wordt verkregen, is te zien in *fig. 9*. De beide triodes van de buis $B_1$ zijn

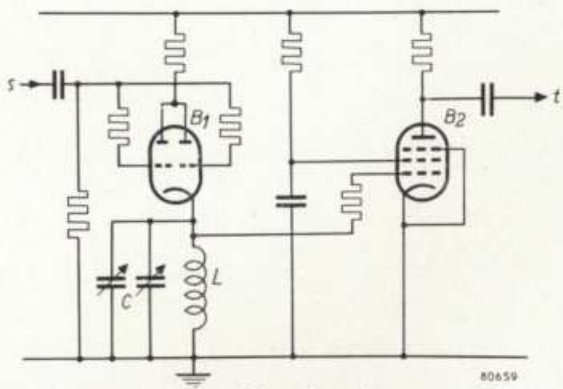



Fig. 9. Schema van de modulatorimpulsvertrager. De vertragingstijd wordt ingesteld door middel van de trillingskring in de kathodeleiding van de buis $B_1$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



parallelgeschakeld. In de rusttoestand vloeit in deze buizen anodestroom. Gelijktijdig met iedere voorimpuls wordt via klem $s$ aan het rooster van deze triodes een negatieve spanningsstoot toegevoerd, waardoor de anodestroom wordt onderbroken. Over een trillingskring, die in de kathodeleiding is geschakeld, ontstaat nu een sinusoïdale spanning, waarbij gedurende de eerste halve periode de kathodespanning van $B_1$ negatief is. Doordat deze spanning aan het rooster van $B_2$ wordt toegevoerd, wordt deze laatstgenoemde buis, waarin eveneens tijdens de rusttoestand anodestroom vloeit, afgeknepen. Na de eerste halve periode begint in $B_2$ weer anodestroom te vloeien, en de negatieve spanningssprong die hierdoor aan de anode van deze buis ontstaat, wordt gebruikt voor het aanstoten van de blokkeeroscillator die de modulatorimpuls opwekt (klem $t$). Het verder uittrillen van de kathodekring van $B_1$ wordt nu sterk gedempt doordat gedurende de tweede halve periode het rooster van $B_2$ een positieve spanning heeft en dientengevolge in deze buis roosterstroom vloeit. De vertraging van de modulatorimpulsen kan worden gevarieerd door het wijzigen van de resonantiefrequentie van de kathodekring van $B_1$. Hiertoe is in deze kring een variabele condensator opgenomen.

opent. Wederom na een tijd $\Delta T$ sluit de eerstvolgende even stopimpuls dit venster, waarbij gelijktijdig het derde venster wordt geopend enz. Iedere vensterschakeling levert dus bij het sluiten een impuls die het volgende venster opent. Wij zullen deze impulsen aanduiden als de doorgeefimpulsen. Ieder venster blijft dus gedurende een tijd $\Delta T$ geopend en wordt dan door één der stopimpulsen gesloten.

In *fig. 10* is een sterk vereenvoudigd schema van een vensterschakeling weergegeven. Zij bevat een vensterspanningsgenerator, een vensterbuis, een generator voor de doorgeefimpulsen, en een generator welke de impulsen opwekt die aan het telwerk worden toegevoerd, en die wij de registreerimpulsen zullen noemen.

De vensterspanningsgenerator bestaat uit een multivibrator met twee stabiele standen. Zij wordt normaal in één dezer beide standen gehouden doordat de stopimpulsen continu aan de schakeling worden toegevoerd. De doorgeefimpuls (of bij het eerste venster de startimpuls) doet de schakeling in de andere stabiele toestand overgaan, en de eerstvolgende stopimpuls doet de eerste stabiele toestand weer ontstaan. Op deze wijze ontstaan aan de anodes van de beide buizen reeksen spanningsimpulsen met

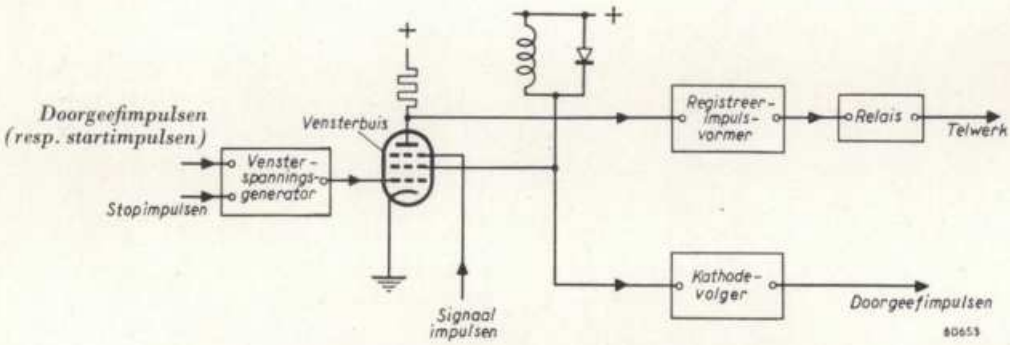



Fig. 10. Principeschema van een vensterschakeling.

*De reeks der vensterschakelingen*

De aan de vensterschakelingen gestelde eis is, dat de vensters achtereenvolgens worden geopend gedurende een tijd $\Delta T$ van 2 of 10 μsec. Hiertoe voert men aan iedere vensterschakeling stopimpulsen toe, die, al naar gelang de plaats die het desbetreffende venster in de keten inneemt, behoren tot de reeks der even of der oneven stopimpulsen. Het eerste venster wordt geopend door de startimpuls, die, zoals in het voorgaande is uiteengezet, een vertragingstijd $T$ heeft ten opzichte van de neutronenimpuls. Dit venster wordt op een tijd $\Delta T$ na de startimpuls gesloten door de eerstvolgende oneven stopimpuls. Bij het sluiten levert het eerste venster een impuls, die de tweede vensterschakeling een tijdsduur gelijk aan het tijdsverloop tussen de doorgeefimpuls en de stopimpuls. Een dezer impulsreeksen wordt toegevoerd aan het stuurrooster van de vensterbuis. De signaalimpulsen die in de detector ten gevolge van het binnentreden van neutronen ontstaan, worden toegevoerd aan de derde roosters van alle vensterbuizen. Hierdoor ontstaat een anodestroomimpuls in die buis welke een signaalimpuls ontvangt gedurende de openingstijd van het desbetreffende venster.

De anodestroomimpulsen duren te kort om hiermede een telwerk te kunnen aanslaan. Zij worden daarom toegevoerd aan de registreerimpulsvormer, die bestaat uit een multivibrator met één stabiele stand. Wanneer de schakeling in de laatst-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



genoemde stand wordt gebracht, blijft deze gedurende 70 milliseconden gehandhaafd, welke tijd lang genoeg is om een snelwerkend relais te doen functionneren, waardoor een mechanisch telwerk (een normale telefoonteller) in werking wordt gesteld. Deelschakelingen worden niet toegepast, daar de waarschijnlijkheid dat binnen 70 msec meer dan één signaalimpuls door een zelfde venster wordt ontvangen, buitengewoon klein is.

Het schermrooster van de vensterbuis is verbonden met een impulsvormend netwerk, dat bestaat uit de parallelschakeling van een spoel met een zelfinductie van 85 $\mu$H en een kristaldetector. Op deze schakeling ontstaat een positieve spanningsstoot wanneer bij het einde van de openingstijd de stroom in de vensterbuis wordt onderbroken. Deze stoot is de reeds eerder genoemde doorgeefimpuls, die, via een als kathodevolger geschakelde buis, wordt toegevoerd aan de volgende vensterschakeling.

Het totaalvenster wordt geopend door de startimpuls en gesloten door de doorgeefimpuls van het laatste venster uit de desbetreffende reeks. De openingstijd hiervan is dus gelijk aan de som van de openingstijden van alle vensters. Het totaalvenster laat dus alle signaalimpulsen door die de afzonderlijke vensterschakelingen ontvangen. Deze impulsen worden geteld door een telwerk met een deelschakeling. Zoals reeds is vermeld, controleert men hiermede de resultaten van de afzonderlijke telwerken.

Met het totaalvenster is het alarmcircuit gekoppeld. Een fout in de apparatuur, waardoor de startimpulsen, de stopimpulsen of de doorgeefimpulsen niet meer optreden, onderbreekt ook de werking van het totaalvenster. Ten gevolge hiervan treedt de alarmschakeling in werking, waardoor de installatie wordt uitgeschakeld en een alarmsignaal wordt gegeven.

### Nauwkeurigheid van de metingen

Wanneer de frequentiedelers en de vertragingscircuits correct functionneren, hangt de nauwkeurigheid van het electronische gedeelte van de installatie geheel af van de impulsreeksen, die alle, behalve de modulatorimpulsen, direct worden verkregen uit de basisreeks (2 $\mu$sec-reeks). Daar deze wordt afgeleid uit de spanning van een door een kristal gestabiliseerde oscillator, zullen de fouten in de tijdsbepaling die door deze impulsreeksen worden veroorzaakt, zeer klein zijn (kleiner dan 0,1 $\mu$sec). Daarentegen zal iedere variatie in het onderlinge tijdsverschil tussen de voorimpulsen en de modulatorimpulsen in belangrijke mate bijdragen tot de onnauwkeurigheid bij de bepaling van de neutronenlooptijd. Immers, de electronenversneller wordt bestuurd door de modulatorimpulsen, terwijl de start- en de stopimpulsen, die de vensterschakelingen besturen, in een vast verband staan tot de voorimpulsen (zie fig. 8).

De vertraging van de modulatorimpulsen ten opzichte van de voorimpulsen wordt tot stand gebracht door de modulatorimpulsvertrager (fig. 9). We zullen thans de nauwkeurigheid berekenen die van de door deze schakeling veroorzaakte vertraging kan worden verwacht.

Een vervangingsschakeling van de in de kathodeleiding van $B_1$ geschakelde kring is geschetst in *fig. 11*. De buis levert een stroom $I$, waarbij $I = I_k$ als $t < 0$, en $I = 0$ indien $t > 0$.

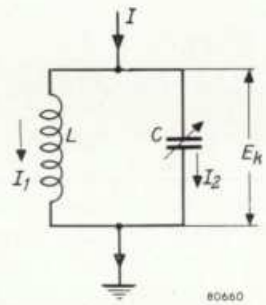



Fig. 11. Kathodekring van de buis $B_1$ uit de modulatorimpulsvertrager (fig. 9), waarin de grootheden zijn aangegeven die worden gebruikt bij de berekening van de vertragingstijd.

De stromen en spanningen in de kring worden bepaald door de volgende vergelijkingen:

$$-L\frac{dI_1}{dt} = \frac{q}{C}, \quad I = I_1 + I_2 \quad \text{en} \quad \frac{dq}{dt} = -I_2,$$

waarbij $q$ de lading van de condensator $C$ is. Door eliminatie van $I_1$ en $I_2$ vinden we uit deze vergelijkingen:

$$\frac{q}{LC} + \frac{d^2q}{dt^2} = 0,$$

waaruit voor $t > 0$ volgt:

$$E_k = \frac{q}{C} = -I_k \sqrt{\frac{L}{C}} \sin \frac{t}{\sqrt{LC}}.$$

De vertragingstijd $T_d$ van de modulatorimpulsen ten opzichte van de voorimpulsen, die gelijk is aan een halve periode van $E_k$, is dus $T_d = \pi\sqrt{LC}$. Verder zien wij dat de amplitude van $E_k$ is $I_k\sqrt{L/C}$.

De nauwkeurigheid van de vertragingstijd hangt af van de roosterspanning waarbij in de buis $B_2$ anodestroom begint te vloeien en van de stabiliteit van de zelfinductie en de capaciteit van de trillingskring in de kathodeleiding. Metingen aan exemplaren van de gebruikte penthode (type EF 91) hebben aangetoond dat de spreiding in de afknijp-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



spanning kleiner is naarmate de schermroosterspanning op een lagere waarde wordt ingesteld. Met een schermroosterspanning van 150 V ligt de afknijpspanning tussen 3,0 en 4,5 V.

De steilheid van de kromme die $E_k$ als functie van de tijd weergeeft, is op een tijd $t$ gegeven door

$$\frac{dE_k}{dt} = -\frac{I_k}{C}\cos\frac{t}{\sqrt{LC}}.$$

Op het moment waarop in de buis $B_2$ weer anodestroom begint te vloeien ($t = \pi\sqrt{LC}$), is deze steilheid dus gelijk aan $I_k/C$. De capaciteit $C$ kan worden gevarieerd van 88 tot 345 pF. Daar $I_k$ gelijk is aan 19 mA, vinden we bij de minimale en maximale waarden van $C$ een steilheid van resp. 217 en 55 V/μsec. De hierboven genoemde variatie in de afknijpspanning van $B_2$ zal dus de minimale vertragingstijd kunnen doen variëren met 0,007 μsec (0,35%), terwijl de maximale vertragingstijd een variatie van 0,027 μsec (0,54%) kan ondergaan.

De spoel van de kathodekring is uitgevoerd met een Ferroxcubekern, en de stabiliteit van de zelfinductie hangt voornamelijk af van de temperatuurcoëfficient van de permeabiliteit van deze kern. Deze coëfficient bedraagt ongeveer $120 \cdot 10^{-6}$ per graad. De hiermede overeenkomende variatie in de vertragingstijd is 0,12% bij een temperatuurverandering van 20 °C.

De kringcapaciteit bestaat uit de volgende gedeelten: de capaciteit van een dubbele variabele condensator, de ingangscapaciteit van $B_2$, de capaciteit tussen kathode en gloeidraad van $B_1$, de capaciteit van de spoel, de bedradingscapaciteit en de capaciteit van de beide buishouders. De capaciteiten van de spoel, de bedrading en de buishouders zijn practisch constant. De stabiliteit van de variabele condensator is zodanig dat in een eenmaal ingestelde capaciteit geen grotere variatie dan 0,1% optreedt. De beide genoemde buiscapaciteiten vertonen geen grotere variaties dan 1 pF. In totaal zal dus de afstemcapaciteit kunnen variëren met ongeveer 3 pF, waaruit bij de minimale waarde van de capaciteit een variatie van 1,7% in de vertragingstijd volgt. Bij de maximale capaciteit kan de vertragingstijd ten gevolge hiervan maximaal met 0,44% variëren.

Uit het bovenstaande volgt dat de vertragingstijd van de modulatorimpulsen ten opzichte van de voorimpulsen bij instelling op de maximale waarde een variatie van 1,2%, d.i. 0,06 μsec, kan vertonen, terwijl bij de minimale waarde van de vertragingstijd een variatie van 2,3%, d.i. 0,046 μsec, kan optreden. Daar de nauwkeurigheid van de installatie verder wordt begrensd door de eindige openingstijd van de vensters (dus minimaal 2 μsec), zal een variatie van 0,06 μsec in het tijdstip waarop de neutronenimpuls optreedt, weinig effect op de totale nauwkeurigheid hebben.

**De betrouwbaarheid van de apparatuur**

De betrouwbaarheid van de installatie hangt grotendeels af van het op de juiste wijze functionneren van de multivibratoren die de frequentiedelers en de vertragingscircuits vormen. Wordt een dergelijke multivibrator in de onstabiele toestand gebracht, dan moet op het juiste moment de stabiele toestand weer intreden. Wij zullen thans een berekening weergeven aan de hand waarvan kan worden nagegaan in hoeverre gevaar bestaat dat de terugslag van een multivibrator door een andere dan de gewenste impuls geschiedt.

In *fig. 12a* is een vereenvoudigd schema van een gedeelte van fig. 5 weergegeven. Gedurende de stabiele toestand, waarbij in $B_1$ anodestroom vloeit, is ten gevolge van het optreden van roosterstroom de spanning tussen rooster en kathode van deze

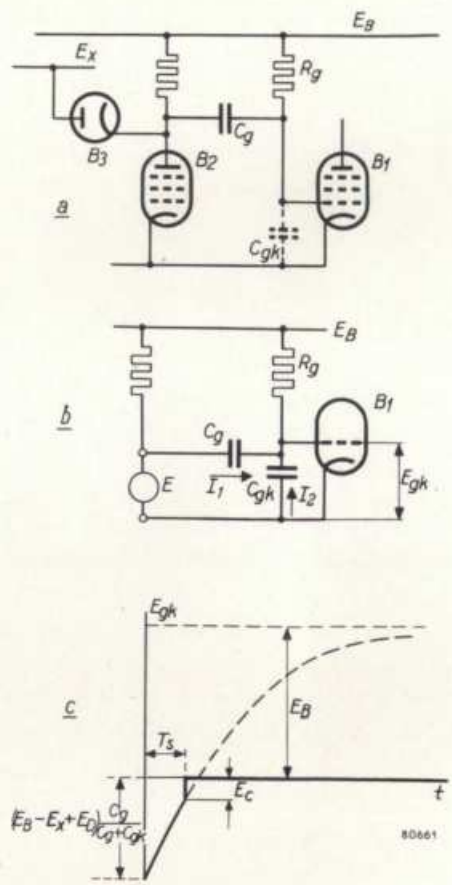



Fig. 12. *a*) Vereenvoudigd schema van een gedeelte van één van de vertragingscircuits (fig. 5).
*b*) Vervangschema van (*a*). De buis $B_2$ is vervangen door een spanningsbron $E$, waarvan de spanning op het ogenblik $t = 0$ een sprong vertoont.
*c*) De spanning $E_{gk}$ tussen rooster en kathode van de buis $B_1$ als functie van de tijd $t$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



buis practisch nul. Op het moment waarop een aanslagimpuls aan de kathode van $B_2$ wordt toegevoerd, daalt de anodespanning van deze buis van $E_B$ tot $E_X - E_D$, waarbij $E_D$ de spanning tussen anode en kathode van de diode $B_3$ is. De spanning $E_{gk}$ tussen rooster en kathode van $B_1$ daalt nu tot de negatieve waarde:

$$(E_B - E_X + E_D)\frac{C_g}{C_g + C_{gk}}.$$

Hierna neemt deze spanning weer toe, zoals in fig. 12*c* is weergegeven. Nadat een bepaalde waarde $E_c$ is bereikt, zal de schakeling in de stabiele toestand terugkeren.

Indien wij aannemen dat de tijd die nodig is om de anodespanning van $B_2$ te doen dalen van $E_B$ tot $E_X - E_D$ klein is ten opzichte van de duur van de onstabiele toestand, kan $B_2$ worden vervangen door een spanningsbron $E$, waarbij $E$ op een moment, dat we met $t = 0$ aanduiden, een sprong vertoont. Fig. 12*b* geeft nu een vervangschema van fig. 12*a* weer.

De vergelijkingen voor de spanningen en stromen zijn:

$$E_B - E = \frac{q_1}{C_g} + (I_1 + I_2)\,R_g,$$

$$E_B = (I_1 + I_2)\,R_g + \frac{q_2}{C_{gk}},$$

$$I_1 = \frac{dq_1}{dt},$$

$$I_2 = \frac{dq_2}{dt},$$

waarin $q_1$ en $q_2$ de ladingen van $C_g$ en $C_{gk}$ voorstellen. Uit deze vergelijkingen kan voor $t > 0$ de volgende uitdrukking voor $E_{gk}$ worden afgeleid:

$$E_{gk} = \frac{q_2}{C_{gk}} = \left\{\frac{(E_B - E)C_g}{C_g + C_{gk}} + E_B\right\}\left\{1 - \exp\left(-\frac{t}{(C_g + C_{gk})\,R_g}\right)\right\} - \frac{(E_B - E)C_g}{C_g + C_{gk}}.$$

Daar $C_g$ groot is ten opzichte van $C_{gk}$, kan hiervoor ook worden geschreven;

$$E_{gk} = (2E_B - E)\left(1 - \exp\frac{-t}{C_g R_g}\right) - (E_B - E).$$

Voor de tijd $T_s$ die verloopt voordat $E_{gk}$ de kritische waarde $E_c$ heeft bereikt, vinden we hieruit:

$$T_s = -C_g R_g \ln\frac{E_B - E_c}{2E_B - E}.$$

Hierin is dus $E = E_X - E_D$.

We kunnen nu met behulp van deze vergelijking nagaan hoe $T_s$ afhangt van de stabiliteit van de verschillende grootheden die $T_s$ bepalen. In de practijk is $E_B = 300$ V en $E_X = 150$ V, terwijl $E_D$ tussen 1,0 en 3,6 V en $E_c$ tussen 3,4 en 4,6 V ligt. De spanningen $E_B$ en $E_X$ worden geleverd door gestabiliseerde spanningsbronnen, waardoor in deze grootheden een maximale variatie van 1% kan optreden. Uit de vergelijking voor $T_s$ volgt nu dat een variatie van 1% in $E_B$ of $E_X$ een verandering van 0,8% in $T_s$ geeft.

Als $E_D$ varieert van 1,0 tot 3,6 V, ondergaat $T_s$ een verandering van 2,4%, terwijl een variatie in $E_c$ van 3,4 tot 4,6 V de tijd $T_s$ doet variëren met 1,1%.

Een variatie in $C_g R_g$ is meestal te wijten aan de weerstand $R_g$. Weerstanden met een grote stabiliteit zijn in de regel constant binnen 2,5%.

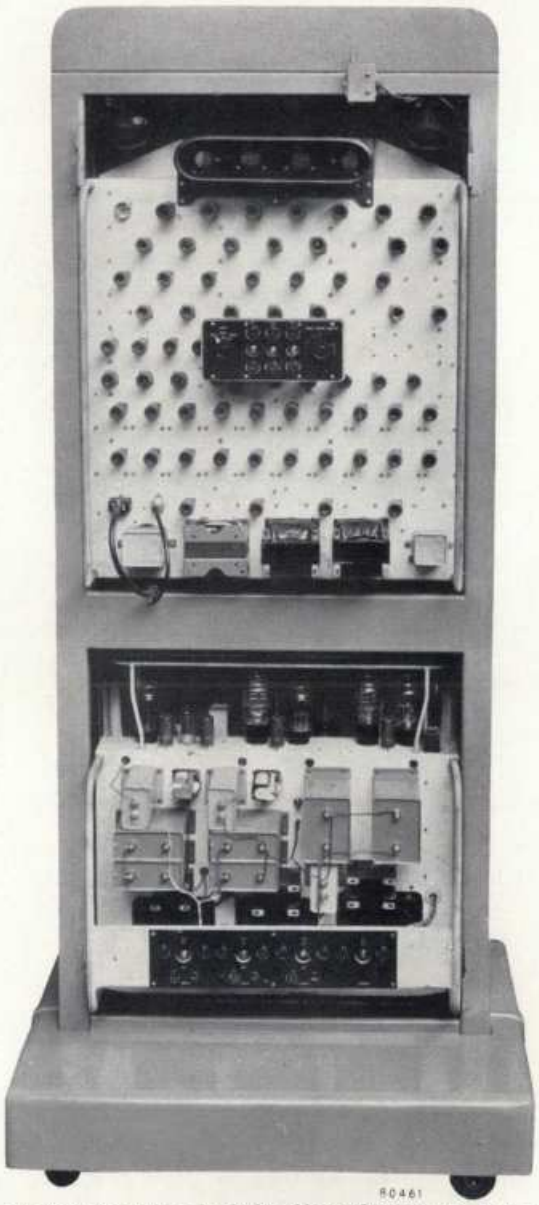


Fig. 13. Vooraanzicht van de hoofdimpulsgever. De dekplaten zijn afgenomen, waardoor die zijde van het chassis waar zich de buizen bevinden, zichtbaar is (boven), benevens de voedingsapparatuur (onder).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Uit het bovenstaande volgt dat de maximale variatie die in $T_s$ is te verwachten, 7,6% bedraagt. Indien de verandering in $T_s$ groter is dan het tijdsverloop tussen twee terugslagimpulsen, bestaat het gevaar dat de schakeling door een verkeerde impuls in de stabiele toestand wordt teruggebracht. Daar de maximale waarde van de deelverhouding 10 is, bedraagt de maximaal toelaatbare variatie in $T_s$ 10%, welk bedrag dus door de hierboven berekende waarde niet wordt overschreden.

gemonteerd, zodat onderhoudswerkzaamheden kunnen plaatshebben zonder dat de chassis uit het rek behoeven te worden genomen. In *fig. 13* is een vooraanzicht van de hoofdimpulsgever weergegeven met afgenomen dekplaten. Het overige gedeelte van de electronische apparatuur is gemonteerd op een rek, waarvan in *fig. 14* en *15* de voorzijde is getoond, respectievelijk met en zonder dekplaten.

Ter weerszijden van de telwerklessenaar zijn rekken aangebracht, die ieder een vertrager, een deel-

Fig. 14. Vooraanzicht van de electronische apparatuur (zonder de hoofdimpulsgever). In het midden de lessenaar met de telwerken en instelknoppen. Links en rechts bevinden zich bovenaan kathodestraalbuizen voor de contrôle van de vertragers. Hieronder zijn de panelen met de instelknoppen voor de vertragers geplaatst. In het midden van het linkergedeelte bevindt zich een deelschakeling voor een totaaltelwerk (rechts is plaats voor een andere deelschakeling). Onderaan bevinden zich links en rechts regelpanelen voor de voedingsapparaten.

**De constructie van de electronische apparaten**

Daar de hoofdimpulsgever is ontworpen om impulsen te leveren aan vier vertragers, is hij, tezamen met de bijbehorende voedingsapparatuur, op een afzonderlijk rek gemonteerd. De uitgangsklemmen voor de spanningsimpulsen zijn in de vorm van coaxiale stekerbussen in een goot aan de onderzijde van het rek aangebracht. Voor de koeling zijn aan de bovenzijde twee ventilatoren geplaatst, waardoor lucht wordt aangezogen via een rooster aan de onderzijde. De chassis zijn verticaal

schakeling voor een totaaltelwerk en vier voedingsapparaten bevatten. Ook deze rekken worden gekoeld door twee aan de bovenzijde geplaatste ventilatoren, die via de onderkant lucht aanzuigen. De vertragers zijn verticaal gemonteerd in een draaibaar raam, zodat ook hierbij onderhoudswerkzaamheden kunnen plaatsvinden zonder dat iets uit het rek behoeft te worden verwijderd. De aansluitingen geschieden aan vier klemmenborden, die zich aan beide zijden van ieder rek bevinden.

Het rek dat de vensterschakelingen bevat en dat

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



in *fig. 16* is getoond, is uitgevoerd als een afzonderlijke eenheid, die door middel van een viertal haken aan de achterzijde van het in fig. 14 en 15 getoonde gedeelte is bevestigd. Dit rek bevat 103 ramen, waarin 100 vensterschakelingen benevens 3 schakelingen voor totaalvensters zijn gemonteerd. Ieder raam is voorzien van 11 verende contacten voor de ingangs- en uitgangsleidingen. Hierdoor kunnen eventuele defecten gemakkelijk worden hersteld, daar alle eenheden onderling verwisselbaar zijn en eventueel kunnen worden vervangen door een reserve-eenheid. De vijf schakelaars waarmede het rek desgewenst kan worden verdeeld in twee afzonderlijke reeksen van vensters, zijn op daartoe geschikte punten aangebracht langs de goten waarin de bedrading voor het toevoeren van de start- en de stopimpulsen is gelegd. De koeling wordt verkregen door ventilatoren, waarvan er twee boven de uiteinden van het rek zijn geplaatst en twee in de voorwand. Om de luchtstroom door de vensterschakelingen te leiden, is het gehele rek afgedekt met platen, die aan de einden van scharnieren zijn voorzien en die aan de onderzijde met gaas afgedekte openingen hebben. De maximum temperatuur die in de apparatuur optreedt is 35° boven de omgevingstemperatuur.

De lessenaar waarin de 100 mechanische tellers zijn ondergebracht, is schuin gemonteerd om het aflezen te vergemakkelijken. De verbindingen van de tellers naar de vensterschakelingen worden gevormd door een draadboom, die voert naar een klemmenbord aan de achterzijde van het rek der vensterschakelingen. In de genoemde lessenaar zijn tevens ondergebracht de sleutels voor de telwerken, de alarmschakeling en de schakelaars voor de voedingsspanningen.

De impulsen worden toegevoerd van de hoofdimpulsgever via coaxiale kabels die leiden naar stekerverbindingen aan de achterzijde. Iedere kabel is afgesloten met een weerstand van 100 Ω. De wisselspanningen worden toegevoerd via een scharnierend paneel, dat is aangebracht onder de steker-

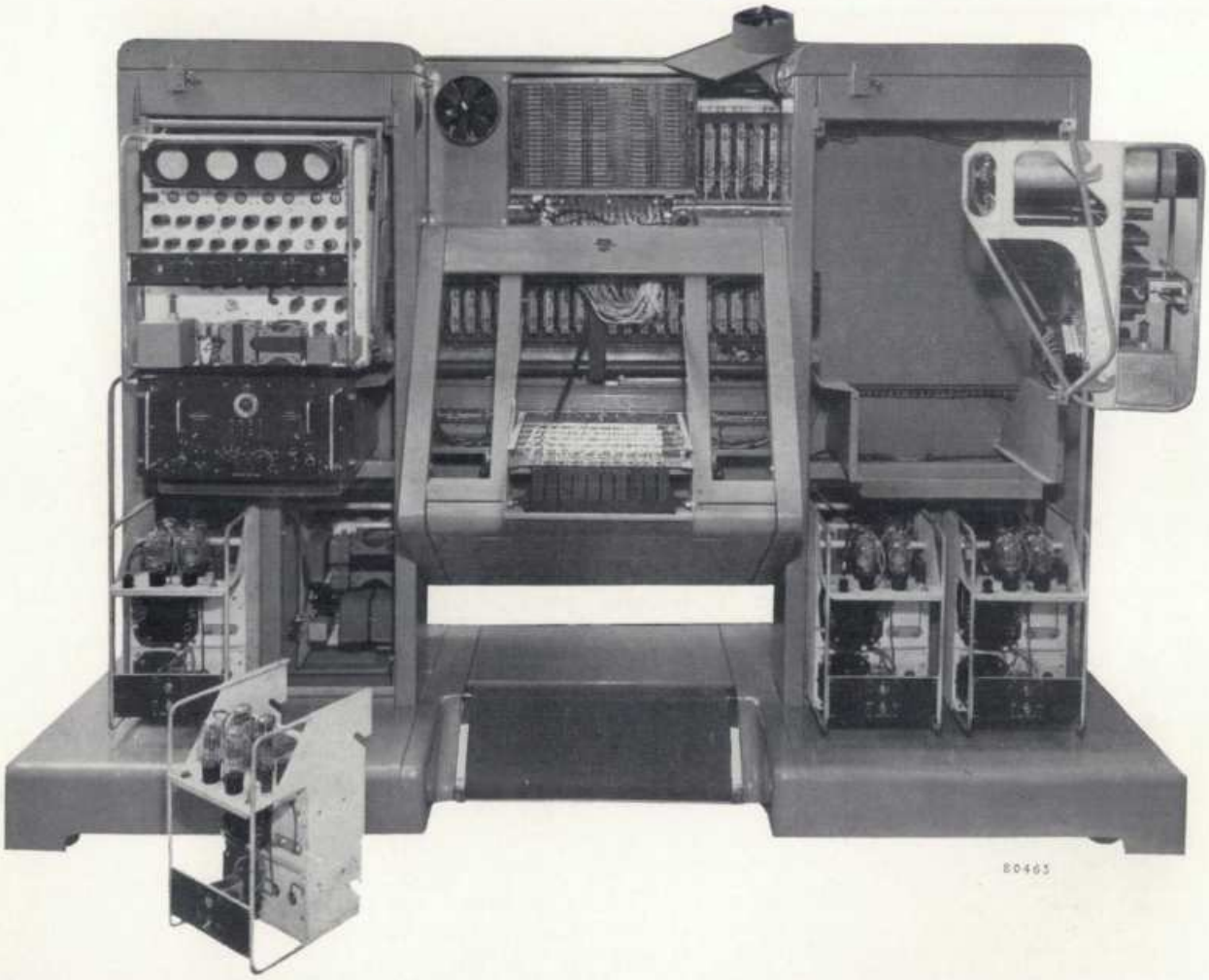


Fig. 15. Vooraanzicht van de electronische apparatuur (zonder de hoofdimpulsgever). De dekplaten zijn afgenomen. Aan de rechter vertrager zijn het scharnierende raam en de ingangsklemmen zichtbaar. Een van de voedingsapparaten is verwijderd, waardoor de montagemethode te zien is. De telwerklessenaar is omlaag gedraaid en één van de ventilatoren is verwijderd, waardoor de achterzijde van het rek met de vensterschakelingen zichtbaar is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



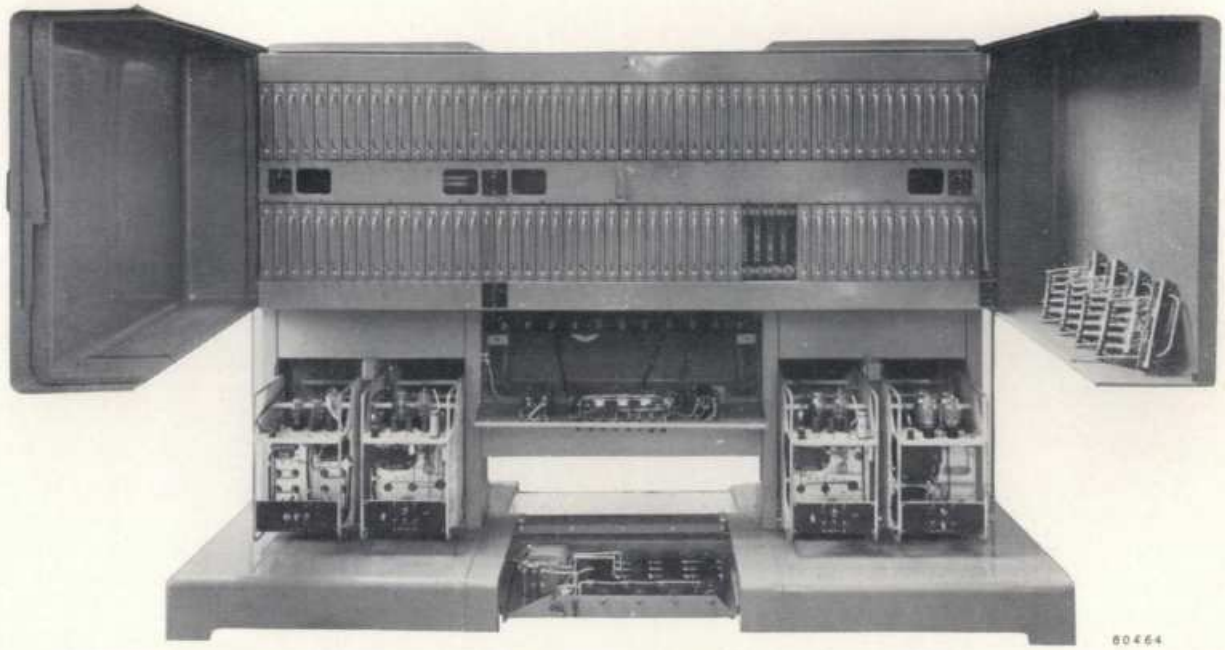


Fig. 16. Achteraanzicht van de electronische apparatuur (zonder de hoofdimpulsgever). De dekplaten zijn verwijderd, waardoor het rek met de vensterschakelingen wordt getoond. Vier van deze eenheden zijn uit het rek verwijderd en liggen in het rechter deksel. Het paneel met de ingangsklemmen, dat zich in het midden bevindt, is naar beneden gedraaid, waardoor de hoofdschakelaars zichtbaar zijn. Links en rechts onderaan zijn voedingsapparaten te zien. In het midden van het voetstuk bevindt zich een voedingsapparaat, dat een spanning van 50 V levert voor de telwerken.

verbindingen voor de impulsen. Ten einde te voorkomen dat de vensterschakelingen zouden kunnen werken zonder roostervoorspanning, is het voedingsapparaat dat deze laatstgenoemde spanning levert, voorzien van een relais, dat bij het ontbreken van roosterspanning de anodespanning blokkeert.

De dekplaten, met uitzondering van die van het rek der vensterschakelingen, zijn voorzien van veiligheidsschakelaars, die in serie zijn geschakeld met de bedieningsspoel van de hoofdschakelaar.

De schrijvers wensen hun erkentelijkheid te betuigen voor de hulp die tijdens de ontwikkeling van de in het bovenstaande beschreven apparatuur en bij het schrijven van dit artikel werd verleend door hun collega's van de Mullard Research Laboratories en door medewerkers van de Electronic en Nuclear Physics Divisions van het Atomic Energy Research Establishment te Harwell. Verder zijn zij dank verschuldigd aan de directeur van het A.E.R.E. en aan de directie van Mullard Radio Valve Co. voor de verleende toestemming om dit artikel te publiceren.

**Samenvatting.** In dit artikel wordt een beschrijving gegeven van een neutronenspectrometer die werkt volgens de looptijdmethode en die wordt gebruikt voor het meten van de energieniveaus waarbij resonantie-absorptie en verstrooiing van neutronen optreedt. Het hart van de in het Atomic Energy Research Establishment te Harwell opgestelde installatie wordt gevormd door de lineaire electronenversneller voor 15 millioen electronvolt, die reeds eerder in dit tijdschrift werd beschreven, en waarmede electronenimpulsen met een tijdsduur van 2 μsec worden opgewekt. De electronen vallen op een trefplaatje, dat hierdoor $\gamma$-stralen en neutronen uitzendt. Enkele van de neutronen bewegen zich door een 20 m lange buis, aan het einde waarvan zij, doordat zij verschillende snelheden hebben, op verschillende tijdstippen aankomen. De installatie bevat twee van deze neutronenbanen, die afzonderlijk kunnen worden gebruikt voor onafhankelijke experimenten.

Aan het einde van iedere neutronenbaan worden de deeltjes, na het te onderzoeken materiaal doorlopen te hebben, gedetecteerd in een neutronendetector. De electrische impulsen die in deze detector ontstaan, vormen een reeks waarvan de tijdsverdeling overeenkomt met het snelheidsspectrum der neutronen. Deze impulsreeks wordt toegevoerd aan een serie van 100 vensterschakelingen, die successievelijk gedurende korte tijdsintervallen $\Delta T$ worden geopend, beginnend op een bepaalde tijd $T$ nadat de neutronenimpuls is ontstaan. De uitgangsspanning van ieder venster wordt toegevoerd aan een mechanisch telwerk. De tijdsintervallen $\Delta T$ kunnen worden ingesteld op 2 of 10 μsec, en de vertragingstijd $T$ is instelbaar tussen 0 en 2990 μsec. Als herhalingsfrequentie van de neutronenimpulsen kan men 200 of 400 impulsen per sec kiezen.

De werking van de installatie is gebaseerd op een aantal reeksen spanningsimpulsen, die worden opgewekt in de hoofdimpulsgever. Zij worden alle afgeleid uit een impulsreeks met een periode van 2 μsec, met behulp van vier frequentiedelers (multivibratoren). De vertragingstijd $T$ wordt verkregen met behulp van vertragers, die bestaan uit drie in serie geschakelde vertragingscircuits. Ieder van deze circuits bestaat uit een multivibrator met een stabiele en een onstabiele instelling. De vensterschakelingen bestaan ieder uit een multivibrator met twee stabiele instellingen, die wordt aangestoten door twee impulsreeksen, nl. de doorgeefimpulsen en de stopimpulsen. Om te voorkomen dat meer dan één venster gelijktijdig wordt geopend, worden twee reeksen stopimpulsen gebruikt, die de even en de oneven vensters afzonderlijk bedienen. De 100 vensters kunnen worden gebruikt in één enkele reeks of wel in twee onafhankelijke reeksen voor afzonderlijke experimenten met de beide neutronenbanen.

Om de werking van de installatie te kunnen controleren, is voor iedere reeks vensters een totaaltelwerk aanwezig. Gecombineerd hiermede is een alarmschakeling, die een signaal geeft wanneer een defect optreedt in één der vensterschakelingen.

Aan het eind van het artikel worden enige berekeningen weergegeven, die een indruk geven van de nauwkeurigheid en de betrouwbaarheid van de apparatuur. Bovendien wordt een korte beschrijving gegeven van de wijze waarop de electronische apparaten zijn geconstrueerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# BOEKBESPREKING

**Modern kwaliteitsbeleid,** door A. H. Schaafsma en F. G. Willemze, 444 blz., 175 fig., 70 tabellen. — Philips Technische Bibliotheek — Meulenhoff & Co., N.V., Amsterdam.

Er zijn de laatste jaren vele boeken verschenen over kwaliteitscontrôle en de toepassing van statistische denk- en werkwijzen in de industrie. Het merendeel van deze boeken is geschreven door personen die statistiek onderwijzen aan een Universiteit of Technische Hogeschool. Zij die deze methodes in de industrie in practijk brengen, hebben doorgaans niet de tijd en aandacht beschikbaar om naast hun dagelijks werk tot het samenstellen van een boek over te gaan. De meest typerende karaktertrek van het boek dat hier wordt besproken, is wellicht dat het, in tegenstelling met vele andere boeken, uit de practijk is voortgesproten. De schrijvers bezitten een uitgebreide practijkervaring en zij hebben zich bij het schrijven van dit boek vooral op de practijk gericht, daarbij ook aandacht schenkend aan de organisatorische problemen die met de kwaliteitscontrôle samenhangen. De fundamentele gedachte die aan het kwaliteitsbeleid ten grondslag ligt, wordt op elementaire wijze uiteengezet aan de hand van experimentele gegevens; de erbij passende waarschijnlijkheidstheoretische beschouwingen zijn in een Appendix ondergebracht. Hier past de tekst zich aan bij de behoeften van de practijk, omdat de theorie minder aanspreekt bij het fabrieksperoneel dat de kwaliteitsbeheersing in practijk moet brengen.

Daarnaast richt de tekst zich echter ook doelbewust tot de bedrijfsleiding, die, zonder de technische details te kennen, toch moet weten wat met een doelmatig kwaliteitsbeleid kan worden bereikt. In deel I wordt daarom begonnen met een „Overzicht van het moderne kwaliteitsbeleid". In dit inleidende deel van 63 blz. wordt aan de hand van eenvoudige beschouwingen en voorbeelden een overzicht gegeven van de verschillende aspecten en mogelijkheden van moderne methodes.

In de delen II en III, beide van ongeveer 100 blz., volgen dan meer gedetailleerde, technische uiteenzettingen over de „Kwaliteitsbeheersing" en de „Kwaliteitsbeoordeling". Hier vindt men de gegevens, nodig voor het in practijk brengen van de kwaliteitscontrôle en de ingangs- of eindcontrôle van partijen door middel van steekproefkeuringen. In deze hoofdstukken is niet getracht alle methodes te vermelden die uit de litteratuur bekend zijn. De schrijvers hebben zich beperkt tot die technieken waarvan zij zelf het nut in de practijk hebben ervaren. Dank zij de grote variëteit van producten die in de Philips-fabrieken worden vervaardigd, is deze ervaring zeer veelzijdig; hiervan legt de tekst een duidelijk getuigenis af. Ook ontbreekt het niet aan enkele originele bijdragen of uitbreidingen van reeds bestaande methodes. Wij noemen bijv. de toepassing bij de keuring van partijen van een keuringstechniek die aanvankelijk door Dodge is ontwikkeld voor de keuring van een lopende productie, en een uitvoerige beschrijving van het Philips Standaard Steekproefsysteem, dat reeds eerder in dit tijdschrift werd behandeld [1]).

Deel IV, getiteld „Kwaliteitswetgeving en -organisatie", geeft ten slotte beschouwingen over het tolerantiebegrip. Hoe moeten toleranties worden vastgesteld, hoe moeten toleranties worden gebruikt bij de ontwikkeling, bij de proeffabricage en bij de definitieve fabricage van een product? Hoe moet verder de organisatie binnen een bedrijf worden ingericht opdat een verantwoord kwaliteitsbeleid volledig tot zijn recht zal komen? Dit zijn problemen waarop in leerboeken over statistische kwaliteitscontrôle of over bedrijfsorganisatie meestal niet wordt ingegaan, en die zo uitermate belangrijk zijn voor een effectieve hantering van het moderne kwaliteitsbeleid in de industrie. Doordat aan dit probleem zoveel aandacht wordt besteed, zal dit boek ongetwijfeld een eigen plaats innemen in de litteratuur.

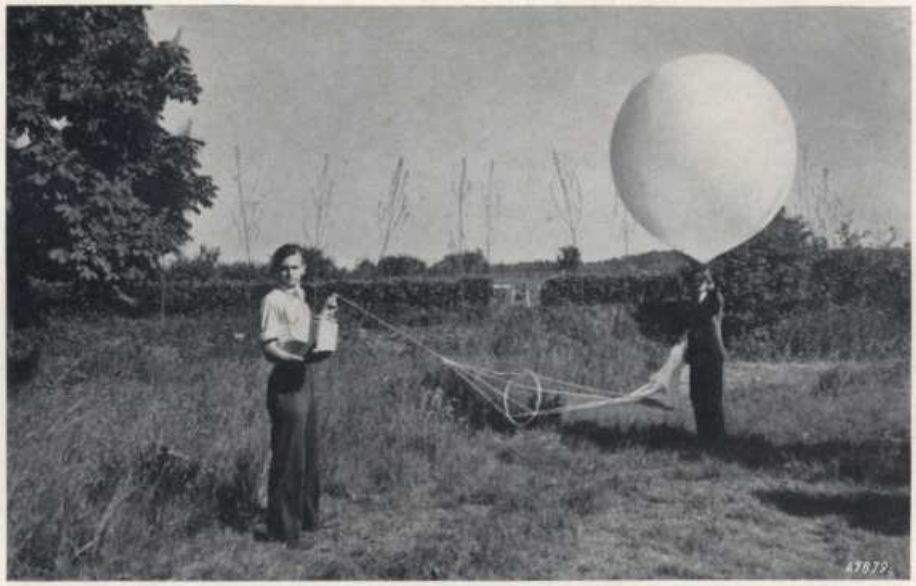
H. C. HAMAKER.

[1]) Philips techn. T. **11**, 369-378, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023





# EEN RADIOSONDE VOOR METEOROLOGISCHE WAARNEMINGEN

door A. HAUER *) en M. van TOL.

621.396.91

*Aan de meetnauwkeurigheid van radiosonden, die tegenwoordig bij vrijwel alle meteorologische diensten in gebruik zijn, worden vrij zware eisen gesteld, terwijl deze instrumenten zo licht en goedkoop mogelijk geconstrueerd moeten worden. In de hier te beschrijven, door Philips in samenwerking met het K.N.M.I. in De Bilt ontwikkelde sonde, zijn een aantal nieuwe principes verwerkt welke van belang zijn om deze doelen te bereiken.*

*Behalve de auteurs, hebben de heren R. J. Ritsma en H. J. A. Vesseur van het K.N.M.I., J. L. M. Reijnders van de afdeling Ontwikkeling Meetapparaten van Philips en Ir. H. van Suchtelen en D. J. H. Admiraal van het Philips-laboratorium te Eindhoven tot de ontwikkeling van de hier beschreven radiosonde bijgedragen.*

## De radiosonde

De kennis van de physische toestand der hogere luchtlagen — hieronder verstaan wij dat gedeelte van de atmosfeer dat niet direct op de grond voor meting toegankelijk is — maakt een zeer belangrijk deel uit van de hedendaagse weerkunde. In het bijzonder voor de weervoorspelling is deze kennis van het grootste gewicht.

De grootheden die men wenst te meten, zijn de temperatuur en de vochtigheidstoestand als functie van de hoogte boven het aardoppervlak. Om die hoogte te bepalen, is tevens een nauwkeurige drukmeting vereist. Met behulp van vliegtuigwaarnemingen kan men deze gegevens verzamelen tot op ongeveer 10 km hoogte. Dergelijke waarnemingen zijn echter zeer kostbaar, en kunnen alleen in de buurt van vliegvelden onder geschikte weersomstandigheden worden verricht. Vandaar dat men aan een andere methode de voorkeur geeft, nl. die van ballonoplatingen. Ballonoplatingen zijn in de meteorologie reeds lang in gebruik voor windsnelheidsmetingen; door onder aan een ballon een zelfregistrerende meetinrichting voor druk, temperatuur en vochtigheid te bevestigen, kan men echter uit een ballonopstijging ook gegevens verkrijgen over de physische toestand van de atmosfeer. De ballon, die gevuld is met waterstofgas, stijgt met een constante snelheid van ca. 5 m/sec tot een hoogte van 15 à 25 km en springt dan. De val van de registrerende meetapparatuur („sonde") wordt geremd door een parachute. Op de grond moet het toestel worden teruggezocht. Dit levert natuurlijk wel eens moeilijkheden op, vooral in dun bevolkte streken. Ernstige bezwaren van de methode zijn verder dat de waarnemingen pas bekend worden nadat de sonde gevonden is en dat zij verloren

*) Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, De Bilt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



zijn als de sonde onvindbaar blijkt. Tussen de waarneming en het bekend worden der resultaten verlopen zodoende uren, soms zelfs dagen.

Omstreeks 1930 zijn nu methodes ontwikkeld die ons in staat stellen de meetresultaten tijdens de meting te leren kennen, dus wanneer het toestel nog in de lucht is. De hierop berustende zg. radiosonde is thans bij de meeste meteorologische diensten in gebruik.

Een radiosonde bestaat in principe uit twee delen. Het eerste gedeelte is het meetgedeelte; dit omvat, behalve de opnemers voor de temperatuur, de druk en de vochtigheid, nog de schakeling die dient om de gegevens aan het tweede gedeelte, het zendgedeelte, door te geven. De zender is een kleine kortegolfzender; het signaal dat door deze zender wordt uitgezonden en door een ontvanger op de grond wordt opgevangen, behelst in codevorm de meetresultaten.

Aan het gehele toestel worden enkele principiële voorwaarden gesteld. De voornaamste voorwaarde is wel dat de nauwkeurigheid groot genoeg is (de door de meteorologen feitelijk gewenste nauwkeurigheid is nog door geen enkele radiosonde bereikt). Zeer belangrijk is ook dat de radiosonde een zo klein mogelijk gewicht bezit, opdat een zo groot mogelijke stijghoogte bereikt wordt. Dit legt een wezenlijke beperking op aan de mogelijkheden van de schakeling, niet in het minst omdat daardoor slechts batterijen van zeer beperkte capaciteit kunnen worden meegevoerd (de batterijen maken een aanzienlijke fractie van het totale gewicht uit). Het vermogen dat ter beschikking staat, is dus slechts zeer klein. Om een regelmatig gebruik economisch mogelijk te maken, moet het toestel goedkoop zijn; de kans dat het na een opstijging niet meer wordt teruggevonden, bedraagt in Nederland ongeveer 50%, en wanneer het wel wordt teruggevonden, is ernstige beschadiging (ondanks de parachute) niet uitgesloten. In verband hiermede is het natuurlijk wenselijk om de radiosonde een robuuste constructie te geven.

Door Philips is in samenwerking met het K.N.M.I. te De Bilt een radiosonde ontwikkeld die enigszins van de tradities die op dit gebied bestaan, afwijkt. Deze radiosonde zullen wij in dit artikel bespreken. Allereerst zullen wij het meetgedeelte behandelen, daarna zullen wij ingaan op de wijze waarop de meetresultaten aan de zender worden meegedeeld, en ten derde zullen wij deze zender bespreken. Ten slotte zal nog worden ingegaan op de resultaten van een aantal proefopstijgingen, die met de nieuwe sonde zijn uitgevoerd.

**De meting van temperatuur, druk en vochtigheid**

Een radiosonde zou, om aan alle door de meteorologen te stellen eisen te kunnen voldoen, een zeer grote meetnauwkeurigheid moeten bezitten. Technisch en economisch wordt in de practijk echter een grens gesteld. Voor het onderhavige project zijn als uitgangspunt de volgende eisen genomen. De temperatuur moet tot op 0,5 °C kunnen worden vastgesteld; dit betekent, daar de temperatuur in het gebied van de atmosfeer waar de metingen worden gedaan gemiddeld varieert tussen 20 °C en —70 °C, een procentuele nauwkeurigheid van 0,5%. Een dergelijk getal geldt voor de meting van de druk. Deze verloopt van 1050 tot 70 millibar terwijl een meetnauwkeurigheid van ca. 5 millibar wordt geëist, eveneens dus een procentuele nauwkeurigheid van 0,5%. De onzekerheid in de relatieve vochtigheid, die in procenten van de verzadiging wordt opgegeven, mag niet meer dan 5 tot 10 procenten bedragen.

De meetnauwkeurigheid wordt bepaald door de opneeminrichting zelve, door de wijze waarop de gegevens worden doorgestuurd naar de ontvanger op de grond, en door de meetinstrumenten op de grond. Wij zullen ons in dit artikel slechts met de twee eerstgenoemde factoren bezighouden.

De meeste radiosonden bevatten verscheidene bewegende delen, welke dienen om de standen van de meetinstrumenten voor temperatuur, druk en vochtigheid langs mechanische weg over te brengen naar het zendertje, bijv. via een veranderlijke weerstand, capaciteit of zelfinductie. Bovendien is vaak een schakelmechanisme aanwezig om de stand van elk der meetelementen beurtelings aan dit zendertje door te geven. Dit kan zijn een roterende schakelaar, welke bewogen wordt door een windmolentje (draaiend ten gevolge van de dalende luchtstroom ten opzichte van de stijgende sonde), een uurwerk of ook wel een kleine electromotor. De ervaring leert dat de mechanische delen van de sonde vaak aanleiding geven tot storingen in de werking van het toestel.

In de Philips sonde is men van het omschakelen geheel afgestapt: de drie meetgegevens worden tegelijkertijd als drie laagfrequente tonen met variabele frequentie op één draaggolf uitgezonden. Deze methode maakt het noodzakelijk dat voor elke te meten grootheid een laagfrequentie-oscillator aanwezig is; in totaal heeft men dus drie laagfrequentie-oscillatoren nodig. Worden de signalen beurtelings uitgezonden, dan is slechts één oscillator vereist. Door het wegvallen van de omschakelinrichting en door het feit dat voor de oscillatoren speciale zg. subminiatuurbuisjes

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



kunnen worden gebruikt, betekent het gebruik van drie oscillatoren echter geen groter gewicht of hogere prijs. Op de oscillatoren komen wij straks terug.

Het aantal bewegende delen in de sonde is verder tot een minimum gereduceerd, zoals we nu zullen laten zien.

*Temperatuurmeting*

Bij de temperatuurmeting kunnen alle bewegende delen komen te vervallen, indien men een temperatuurgevoelig element gebruikt dat rechtstreeks de frequentie van een oscillator kan beïnvloeden, bijv. een temperatuurgevoelige weerstand. Voor deze weerstand moet dan een materiaal worden gekozen dat een voldoend grote temperatuurcoëfficient van de soortelijke weerstand bezit om de vereiste gevoeligheid te bereiken. Een dergelijk materiaal vinden we in de zg. N.T.C.-weerstanden of thermistors [1]), dat zijn halfgeleiders met een grote, negatieve, temperatuurcoëfficient van de weerstand. Het is mogelijk gebleken, met een enkele N.T.C.-weerstand de frequentie van een *RC*-oscillator meer dan een factor 2 te doen veranderen als de temperatuur van 20 °C tot —70 °C daalt. Daarvoor gebruiken we een draadvormige weerstand, die bij kamertemperatuur een waarde van ongeveer 30 kilo-ohm, bij —70 °C van ongeveer 0,5 megohm bezit. Per 0,5 °C (de vereiste nauwkeurigheid) bedraagt de frequentieverandering van de oscillator dan ca. 0,5 %, hetgeen nog op eenvoudige wijze is te meten.

Onze thermometer (zie *fig. 1*) is een ongeveer 10 mm lange draadvormige N.T.C.-weerstand, welke direct in het frequentiebepalende netwerk van een laagfrequente oscillator (*RC*-oscillator) is opgenomen. Een voordeel van deze thermometer ten opzichte van een, vaak in andere sonden toegepast, bimetaal is zijn veel kleinere traagheid. Bij sonde-oplatingen bleken fluctuaties in de temperatuur die door bimetaalthermometers niet weergegeven werden, door de N.T.C.-weerstand duidelijk te worden opgemerkt. Ook de „stralingsfout", die bij een bimetaal zeer groot kan zijn (tot 10 °C), is bij een dunne draad als thermometer veel kleiner. De thermometerdraad is dan ook geheel vrij ongeveer 10 cm buiten de sonde aangebracht, zonder stralingsscherm of ander omhulsel.

*Drukmeting*

Tot nu toe werd vrijwel algemeen in radiosonden als drukmeter een metalen aneroïdebarometer gebruikt. Hierbij treden zeer gemakkelijk, ten gevolge van de traagheid, fouten in de drukmeting op; bovendien is een dergelijke barometer vrij moeilijk te fabriceren. Daarom, en tevens om van bewegende delen af te komen, is een andere, door het K.N.M.I. voorgestelde meetmethode gekozen, die berust op het principe van de hypsometer.

Een hypsometer is een open vat, gevuld met een vloeistof die op een of andere wijze aan de kook wordt gehouden. Het kookpunt van de vloeistof is afhankelijk van de druk in de omringende ruimte; het wordt lager als de druk afneemt. Door de kooktemperatuur te meten (bijv. met een N.T.C.-weerstand, die in de vloeistof is gedompeld), kunnen we dus de druk bepalen, als het verband tussen kookpunt en druk nauwkeurig bekend is. Wanneer ervoor gezorgd wordt dat de gebruikte vloeistof voldoende zuiver is, vormt de hypsometer een zeer betrouwbare drukmeter, want voor een

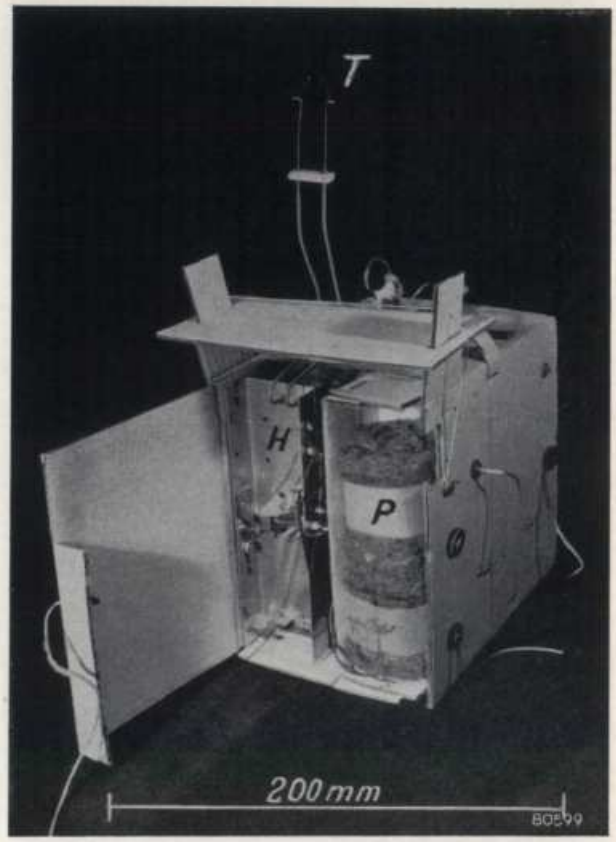



Fig. 1. De Philips radiosonde. Het gehele apparaat is ondergebracht in een kartonnen doos van 165 bij 120 bij 155 mm afmeting. De temperatuuropnemer *T* is een 10 mm lange draadvormige N.T.C.-weerstand, die buiten de sonde is opgehangen; de druk- en de vochtigheidsopnemer *P* resp. *H* zijn gedeeltelijk aan de opengeslagen zijkant van het toestel te zien. Het geheel weegt 500 g en wordt door middel van een ca. 10 m lang snoer, waarvan een 5,5 m lang gedeelte is voorzien van een geleidend omhulsel dat als antenne dient, aan een met waterstof gevulde ballon opgehangen.

[1]) E. J. W. Verwey, P. W. Haaijman en F. C. Romeijn, Halfgeleiders met een grote negatieve temperatuurcoëfficient van de weerstand, Philips techn. T. **9**, 239-248, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



zuivere vloeistof ligt het verband dat bestaat tussen kookpunt en druk, zeer goed vast.

Om de vloeistof te laten koken, waarbij dus vloeistof verdampt, is een zekere hoeveelheid energie nodig. Het is natuurlijk een bezwaar als deze energie aan batterijen moet worden ontleend, want daardoor zou het gewicht van de sonde vergroot worden. Hebben wij echter een vloeistof waarvan het kookpunt gedurende de gehele opstijging beneden de omgevingstemperatuur blijft, dan wordt de energie die deze vloeistof aan de kook houdt, door de omgeving geleverd. Dit is inderdaad mogelijk, want weliswaar daalt bij het opstijgen van de radiosonde de temperatuur van de omgeving, maar tevens daalt immers het kookpunt ten gevolge van de daling van de druk. Het verband tussen dalende druk en dalende temperatuur wordt weergegeven door *fig. 2*, krommen

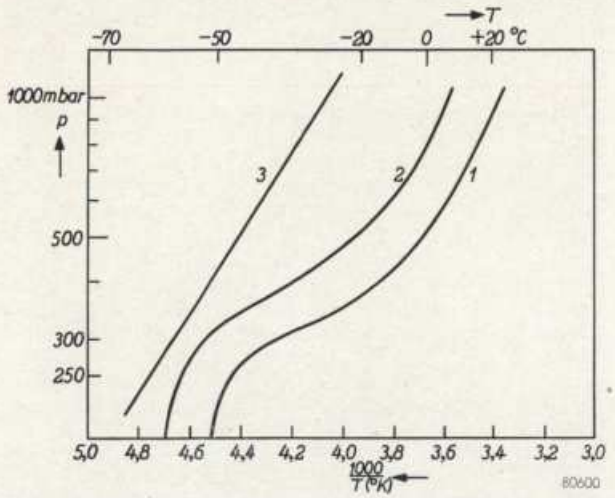



Fig. 2. Verloop van de temperatuur met de druk in de „gemiddelde" atmosfeer in de zomer (kromme *1*) en in de winter (kromme *2*). De dampdrukkromme van freon wordt door kromme *3* voorgesteld. De druk $p$ is logarithmisch uitgezet tegen de reciproke absolute temperatuur $T$, aangezien kromme *3* dan een rechte lijn is.

*1* en *2* (deze krommen zijn resp. zomer- en wintergemiddelden van waarnemingen op verschillende plaatsen en tijden). We moeten nu een hypsometervloeistof kiezen waarvoor de kromme die het verband tussen druk en kookpunt aangeeft, geheel links van kromme *2* in fig. 2 ligt. De twee krommen mogen echter niet te ver van elkaar af liggen, daar de vloeistof dan te snel verdampt, en men òf de hypsometer in een zware isolatie zou moeten verpakken, òf zeer veel vloeistof zou moeten meevoeren. Een stof die uitstekend aan deze voorwaarden voldoet, is freon, waarvan de dampdrukkromme in fig. 2 door kromme *3* is aangegeven.

In een klein gedeelte van de atmosfeer ligt (in de winter) het kookpunt van deze stof zeer dicht bij de gemiddelde omgevingstemperatuur, zodat op koude dagen de omgevingstemperatuur wel eens beneden dit kookpunt kan dalen. Schijnbaar is nu niet meer voldaan aan de voor het koken gestelde voorwaarde. De vloeistof raakt echter toch niet „van de kook", doordat nog een tweede bron van warmte aanwezig is in de vloeistof zelf. Immers, tijdens het stijgen van de sonde moet de gehele vloeistofmassa, die uiteraard geen hogere temperatuur kan bezitten dan met het steeds maar dalende kookpunt overeenkomt, voortdurend een deel van zijn warmte-inhoud afstaan. Ook deze warmte komt de verdamping ten goede. Het vermogen dat door deze oorzaak ter beschikking komt, is des te groter naarmate het kookpunt sneller daalt, dus naarmate de sonde sneller stijgt. Als nu maar het vermogen dat via de isolatie van het kookvat naar de koudere omgeving wordt afgevoerd, kleiner is dan het uit de warmte-inhoud van de vloeistof vrijkomende vermogen, blijft dus altijd een zekere hoeveelheid warmte over om de vloeistof aan de kook te houden.

Het is gebleken dat een relatief kleine hoeveelheid freon (10 cm³) bij een isolatie van 1 cm watten voldoende is om de drukopnemer gedurende de gehele opstijging te laten functionneren. De vloeistof bevindt zich in een normale radiobuizenballon, de N.T.C.-weerstand wordt aan twee doorvoerpennen van de ballon bevestigd, zodanig dat hij zich tot het einde toe in de vloeistof bevindt (*fig. 3*). De weerstand maakt weer, evenals de opnemer voor de omgevingstemperatuur, deel uit van het frequentiebepalende netwerk van een *RC*-oscillator. Door een nauwe steel

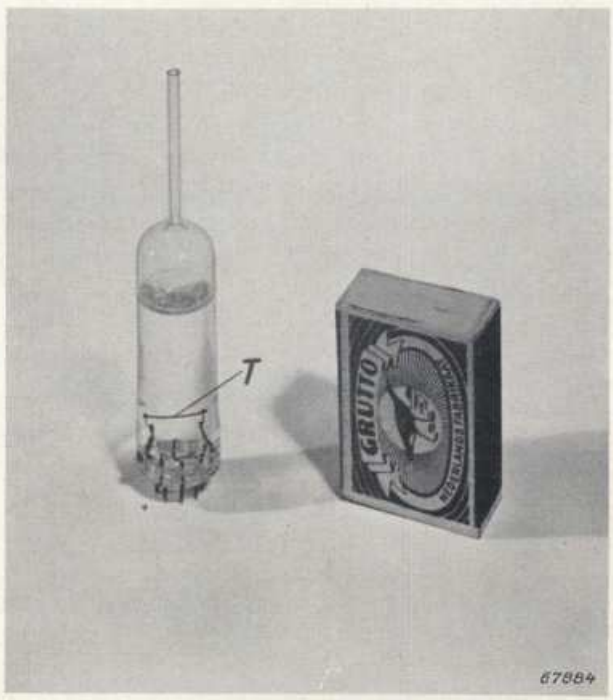



Fig. 3. Hypsometer. In een normale radiobuizenballon bevindt zich freon, waarvan het kookpunt wordt gemeten met behulp van een N.T.C.-weerstand $T$, die aan twee doorvoerpennen van de ballon is bevestigd en zich geheel in de vloeistof bevindt. De vloeistof staat met de buitenlucht in verbinding door een holle steel (de pompstengel) aan de bovenzijde van de ballon.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



(pompstengel) aan de bovenzijde van de ballon staat de vloeistof in open verbinding met de buitenlucht; het vat kan niet geheel open zijn omdat (als we nog afzien van de kans op morsen) het freon dan te snel zou verdampen, en zijn temperatuur beneden die van het kookpunt zou kunnen dalen. Het mag echter ook niet te weinig verbinding met de buitenlucht hebben, daar dan oververhitting van de vloeistof zou kunnen optreden.

Een drukverandering van 5 millibar blijkt met een zodanige verandering van het kookpunt gepaard te gaan dat de relatieve frequentieverandering van de oscillator 0,2% of meer bedraagt.

*Vochtigheidsmeting*

In de Philips radiosonde, evenals trouwens in verscheidene andere sonden, wordt de relatieve vochtigheid van de atmosfeer gemeten met behulp van een stukje goldbeaterskin. Dit is een dierlijk vlies met als hoofdbestanddeel keratine. Het heeft, evenals het menselijk haar, de eigenschap dat het rekt en krimpt onder invloed van de vochtigheidstoestand van de omgeving. Helaas vertoont het materiaal een hysteresisverschijnsel, wanneer het van een vochtige in een droge toestand wordt gebracht en daarna weer in een vochtige. In een sonde van Amerikaanse makelij wordt daarom de electrische weerstand van een oplossing van lithiumchloride als maat voor de vochtigheid gebruikt. Dit is een zeer gevoelige methode, doch ze vereist, om het volle profijt ervan te trekken, het gebruik van wisselstroom, terwijl afgezien hiervan de meetapparatuur reeds vrij ingewikkeld is. Vandaar dat in de hier beschreven sonde ondanks het genoemde bezwaar goldbeaterskin is verkozen.

De lengteverandering van het goldbeaterskin wordt rechtstreeks omgezet in een verandering van de zelfinductie van een spoeltje (*fig. 4*); zij beïnvloedt nl. de breedte van de luchtspleet in het magnetisch circuit van dat spoeltje. Het spoeltje is opgenomen in een laagfrequentie-*LC*-oscillator. Een variatie van 10% tot 100% van de relatieve vochtigheid doet de frequentie van deze oscillator ongeveer met een factor 2 variëren.

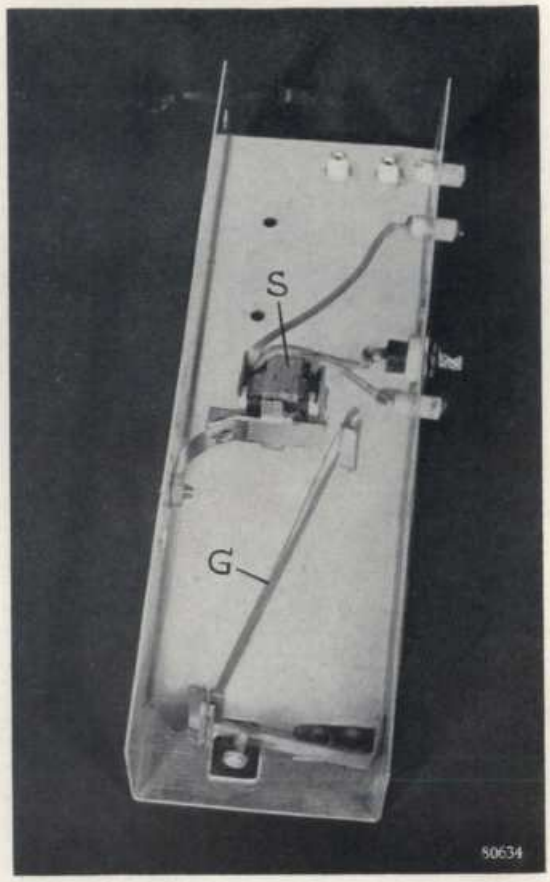



Fig. 4. Vochtigheidsmeter. De lengteverandering van een stukje goldbeaterskin *G* wordt omgezet in een zelfinductieverandering, doordat het goldbeaterskin de breedte van de luchtspleet in het magnetische circuit van het spoeltje *S* regelt.

**De laagfrequentie-oscillatoren**

Doordat in de Philips radiosonde de drie laagfrequente signalen, corresponderend met de drie gemeten grootheden, tegelijkertijd op één draaggolf gemoduleerd en uitgezonden worden, is, zoals reeds gezegd, geen omschakeling nodig. Het ontvangapparaat op de grond ontvangt de gegevens continu en het registreerapparaat achter de ontvanger behoeft dus niet een zeer kleine insteltijd te bezitten, daar alle drie de gemeten grootheden slechts geleidelijk veranderen.

Met elke opnemer correspondeert dus een laagfrequentie-oscillator. Daar de gevoelige elementen in de temperatuur- en de drukopnemer weerstanden zijn, lag het voor de hand voor de bijbehorende oscillatoren *RC*-oscillatoren te kiezen. Zoals reeds gezegd, is de oscillator die gekoppeld is met de vochtigheidsopnemer, van het *LC*-type.

De frequenties van de drie oscillatoren liggen behoorlijk ver uit elkaar, zodat de drie tonen in de ontvanginrichting gemakkelijk te scheiden zijn. De frequentiebanden zijn:

1- 3 kHz voor de druk,
4- 8 kHz voor de temperatuur en
12-25 kHz voor de relatieve vochtigheid.

De *RC*-oscillatoren moeten aan verschillende eisen voldoen:

1) Het opgenomen electrische vermogen moet minimaal zijn (met het oog op het gewicht van de batterijen).
2) Het aantal te gebruiken onderdelen moet minimaal zijn (met het oog op de prijs en het totale gewicht van de sonde).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



3) Alle onderdelen van de netwerken (behalve natuurlijk de N.T.C.-weerstanden) moeten liefst zo weinig mogelijk invloed ondervinden van temperatuur- en drukvariaties.
4) De schakeling moet ongevoelig zijn voor batterijspanningsvariaties.

Aan eis 1) wordt voldaan door zg. subminiatuurbuizen te gebruiken. Dit zijn zeer kleine buisjes, bestemd voor batterijvoeding; het in de oscillatoren toegepaste type DL 67 heeft een doorsnede van 7,5 mm en een lengte van 35 mm. Dergelijke buisjes worden o.a. ook gebruikt in hoorapparaten en zijn oorspronkelijk ontwikkeld voor militaire toepassingen zoals „proximity-fuzes". In *fig. 5*

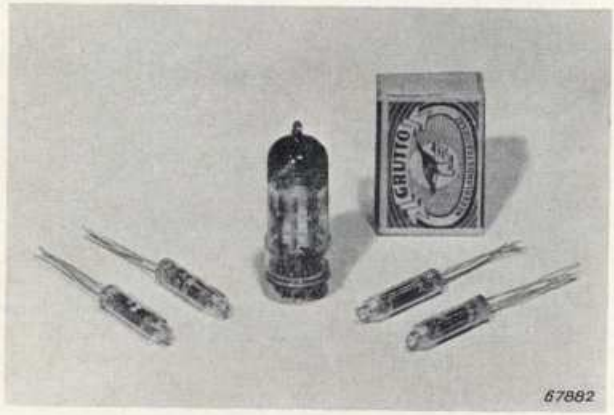



Fig. 5. De vijf in de radiosonde gebruikte buizen. De vier liggende buisjes zijn subminiatuur-batterijbuisjes DL 67 (lengte 35 mm, diameter 7,5 mm). Deze buisjes worden gebruikt in de drie oscillatoren en ook als reactantiebuis. In het midden: het batterijbuisje DL 41, de zendbuis van de radiosonde (afmetingen 20 × 55 mm).

is het buisje DL 67 afgebeeld, tezamen met het eveneens in de sonde gebruikte buisje DL 41. De eerstgenoemde buisjes worden direct in de bedrading opgenomen.

Wat betreft de *LC*-oscillator, kon aan de andere eisen zonder moeite worden voldaan met behulp van normale (zij het zo klein mogelijke) onderdelen. De *RC*-oscillatoren stelden de ontwerper echter voor meer moeilijkheden. Het principeschema van een *RC*-oscillator is in *fig. 6* afgebeeld. Een drievoudig *RC*-netwerk dient als terugkoppeling tussen anode en stuurrooster. (Met minder elementen kan men hier niet toe om de voor het oscilleren nodige fazedraaiing te verkrijgen.) De weerstanden die in de netwerken gebruikt worden, zijn koolweerstanden van geringe afmetingen, de condensatoren zijn keramische of miniatuur-micacondensatoren.

De temperatuurafhankelijkheid van de schakeling wordt voornamelijk bepaald door de temperatuurafhankelijkheid van de koolweerstanden (en de batterijen); de capaciteiten zijn nagenoeg onafhankelijk van de temperatuur. Door de schakeling thermisch zo goed mogelijk van de buitenlucht te isoleren, kunnen wij de invloed van de temperatuur tot een minimum reduceren.

Direct in verband hiermee staat de vierde eis. Tijdens de opstijging dalen de batterijspanningen enigszins. Dit wordt enerzijds veroorzaakt door de kleine capaciteit van de batterijen, anderzijds doordat ook de batterijspanningen van de temperatuur afhangen. Om de nadelige gevolgen hiervan te overzien, moeten we de schakeling volgens fig. 6 even aan een nader onderzoek onderwerpen.

Het netwerk van condensatoren en weerstanden geeft een verzwakking die, wil de schakeling oscilleren, kleiner moet zijn dan de versterking door de buis. De amplitude der oscillaties mag echter niet onbeperkt aangroeien. In normale gevallen bevat zulk een oscillatorschakeling daarom bijv. een gloeilampje of een N.T.C.-weerstand, zodanig geplaatst dat de erdoor veroorzaakte tegenkoppeling van de wisselstroomcomponent groter wordt naarmate de amplitude der trillingen toeneemt. In onze schakeling is een dergelijke amplitudebegrenzing niet mogelijk wegens het extreem kleine wisselstroomvermogen waarmee we te doen hebben. We maken daarom gebruik van het feit dat een „natuurlijke" amplitudebegrenzing optreedt doordat de buis telkens gedurende elke periode even roosterstroom voert. Hierdoor krijgt het stuurrooster van de buis een negatieve spanning (de roostercondensator wordt geladen), zodat de steilheid van de buis kleiner wordt. Bij groeiende amplitude der trillingen wordt de spanning van het stuurrooster steeds sterker negatief, totdat ten slotte de steilheid zo klein geworden is dat de versterking door de buis nog juist voldoende is om de verzwakking door het netwerk te compenseren. De amplitude van de trillingen blijft dan verder constant.

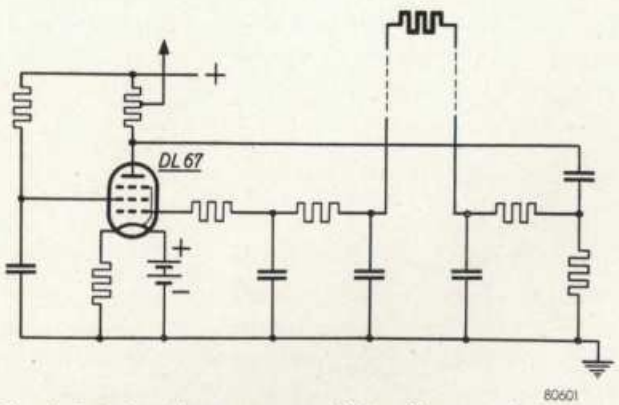



Fig. 6. Principeschema van een *RC*-oscillator, zoals er twee in de radiosonde worden gebruikt. De vet getekende weerstand is de meetweerstand.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Gedurende de tijd waarin het rooster stroom voert is er echter binnen de buis een nieuwe geleidende verbinding tussen rooster en kathode ontstaan (ook voor wisselstroom), zodat schijnbaar een extra weerstand $R_s$ parallelgeschakeld wordt aan de afsluitweerstand $R$ van het netwerk (*fig. 7*). De frequentie van de oscillator, die door de capaciteit en de weerstanden van dit netwerk wordt bepaald, wordt daardoor iets anders.

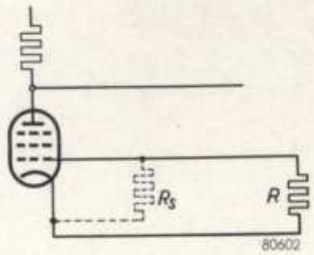



Fig. 7. Vervangschema van de roosterkring van de oscillatorbuis van een *RC*-oscillator, waarin aangegeven de schijnbare weerstand $R_s$, die het gevolg is van het lopen van roosterstroom. $R$ is de totale afsluitweerstand van het filter.

Deze frequentieverschuiving is op zichzelf niet belangrijk, zij is echter afhankelijk van de batterijspanning, doordat de grootte van de bovengenoemde extra weerstand van de batterijspanning afhangt. Na een verlaging van de batterijspanning, dus van de steilheid van de buis, is nl. een minder grote negatieve roosterspanning al voldoende om de noodzakelijke verdere verkleining van de steilheid te verkrijgen. De roosterstroom is dan ook wat kleiner. Bij grote roosterwisselspanningen is de roosterstroom in eerste benadering evenredig met de roosterwisselspanning, zodat $R_s$ constant is. Bij de in onze schakeling optredende kleine roosterspanningen echter bestaat die evenredigheid niet meer, zodat $R_s$ afhangt van de grootte van de roosterstroom, en dus van de batterijspanning.

Ten einde dit effect zo gering mogelijk te maken, zijn twee maatregelen getroffen. Ten eerste is in de schermroosterleiding een grote weerstand opgenomen. Dit heeft tot gevolg dat veranderingen van de batterijspanning minder invloed op de schermroosterspanning, dus op de steilheid van de buis, zullen hebben. Ten tweede werd aan het stuurrooster reeds een negatieve voorspanning gegeven, zodat de roosterstroom zo klein mogelijk wordt, zonder dat de versterking te veel afneemt. Aangezien de gloeispanning van de DL 67 slechts 1,25 V bedraagt, terwijl we de beschikking hebben over een batterij van 2,3 V, kan de bedoelde voorspanning gemakkelijk uit het verschil worden verkregen door een weerstand in de kathodeleiding op te nemen.

Ondanks beide maatregelen is het batterijeffect toch nog aanwezig. Het blijkt echter dat de frequentieverschuiving ook afhankelijk is van de grootte van de anodeweerstand. Door een geschikte keuze van deze weerstand kon bereikt worden dat het gehele effect zeer klein wordt, daar nl. o.a. de spanningsdaling van de anodebatterij een tegengestelde frequentieverschuiving teweeg brengt als de spanningsdaling van de gloeispanningsbatterij. Op deze manier is het mogelijk gebleken de frequentieverschuiving van elke oscillator beneden 0,2% te houden bij een spanningsdaling van beide batterijen van ca. 10%. De tijdens de opstijging optredende spanningsdaling blijft beneden dit bedrag [2]); uit de opgegeven waarden van de gewenste nauwkeurigheid der druk-, temperatuur- en vochtigheidsopnemers volgt dat de verschuiving dan klein genoeg is.

**De zender**

Het lag oorspronkelijk in de bedoeling, voor de golflengte van de hoogfrequente draaggolf waarop de drie laagfrequente signalen worden gemoduleerd ongeveer 1 meter te kiezen, om de sonde op zijn weg naar boven gemakkelijk regelmatig met een radiotheodoliet te kunnen peilen, en zo tegelijkertijd windsnelheidsmetingen te kunnen doen — wat immers oorspronkelijk de hoofdbedoeling van meteorologische ballonoplatingen was. Deze peiling wordt echter vrij onnauwkeurig wanneer de sonde zich op grotere afstand (> 50 km) van het ontvangstation bevindt. Bovendien blijkt het lastig een eenvoudige en moduleerbare hoogfrequentie-oscillator met slechts één buis te construeren voor deze kleine golflengte. Daarom werd van de radio-peiling voorlopig afgezien en een golflengte van 11 meter (28 MHz) gekozen (deze golflengte wordt ook in verscheidene andere radiosonden gebruikt). Als zendbuis is het batterijbuisje DL 41 (zie fig. 5) gebruikt; dit blijkt voldoende vermogen te kunnen leveren voor ons doel (ca. 100 mW).

In *fig. 8* is het principeschema van de hoogfrequentie-oscillator weergegeven. Als antenne dient een geleidend omhulsel van de draad waarmede de sonde aan zijn ballon is opgehangen. De lengte van dit omhulsel is een halve golflengte.

Voor de modulatie kon gekozen worden tussen amplitudemodulatie en frequentiemodulatie. Terwijl bij de laatste altijd een tussentrap nodig is, kan men bij de eerste in principe de modulatiespanning rechtstreeks op het stuurrooster van

[2]) De batterijen zijn nl. speciaal voor radiosonden geconstrueerde accu's, die een spanning geven welke zeer weinig van de temperatuur afhangt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



de zendbuis brengen. In ons geval echter is hiervoor het vermogen afgegeven door deze oscillatoren te klein. Daar dus toch een tussentrap vereist is, verdient frequentiemodulatie de voorkeur, aangezien

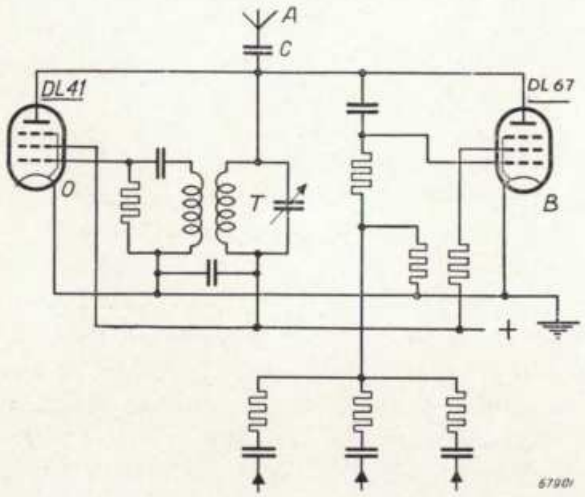



Fig. 8. Principeschema van de hoogfrequentie-oscillator met de reactantiebuis. De drie laagfrequente signalen worden in een potentiometer gemengd en aan het stuurrooster van de reactantiebuis *B* toegevoerd. De frequentie van de hoogfrequentie-oscillator *O* is afhankelijk van de spanning op dit rooster. Via een capaciteit *C* is de oscillator op de $^1/_2\lambda$-antenne *A* aangesloten. Met de trimmer *T* is de frequentie van de oscillator vóór het oplaten van de sonde nog bij te regelen.

hiermede een veel gunstiger verhouding van signaal tot ruis is te bereiken. De laatste methode is dan ook toegepast. De drie in frequentie van elkaar gescheiden signalen van de „opneem"-oscillatoren worden in een potentiometerschakeling met elkaar gemengd (zie fig. 8) en op het rooster van een zg. reactantiebuis (wederom een DL 67) gebracht. Het principe van de reactantiebuis is reeds eerder in dit tijdschrift beschreven[3]): een dergelijke buis werkt als een parallel met de hoogfrequentie-oscillatorkring geschakelde capaciteit of zelfinductie (in ons geval capaciteit), waarvan de waarde afhangt van de negatieve roosterspanning op de buis. Deze spanning, die laagfrequent varieert met de frequenties van de drie signalen van de oscillatoren, moduleert dus de frequentie van de trillingskring.

Van belang voor de nauwkeurigheid waarmede de meteorologische grootheden op de grond bekend worden, is de frequentiezwaai van de zender; hoe groter de frequentiezwaai, hoe groter laagfrequent signaal aan de ontvanger. Rekening houdende met de vereiste meetnauwkeurigheden en de mogelijkheden van de schakeling, is in ons geval een maximale frequentiezwaai van 25 kHz gekozen.

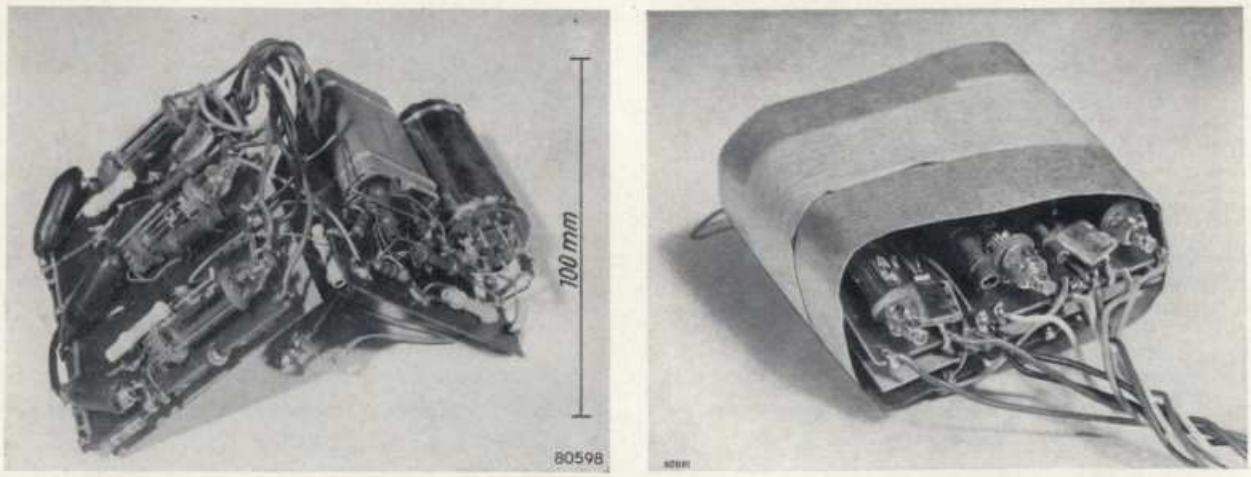
## Uitvoering en grondapparatuur

Het hoogfrequentiegedeelte is volledig afgeschermd van de rest van de sonde; een kleine trimcondensator maakt het mogelijk vlak voor de oplating de draaggolffrequentie nog iets bij te regelen, om vrij te zijn van eventuele storingen.

Zender en oscillatoren zijn tezamen in een stevige kartonnen verpakking ondergebracht. Dit vergroot de kans dat ze na het terugvinden nog intact zijn. *Fig. 9* geeft een afbeelding van het binnenwerk van de sonde.

Over de ontvangapparatuur op de grond kunnen wij hier kort zijn. Deze kan in principe bestaan uit een frequentiemodulatie-ontvanger met drie laagfrequentiebandfilters, voor iedere te meten groot-

[3]) Zie bijv. Th. J. Weyers, Frequentiemodulatie, Philips techn. T. **8**, 42-50, 1946 (in het bijzonder blz. 47).




*a* *b*

Fig. 9. *a*) Het electronische gedeelte van de radiosonde. De drie oscillatoren zijn op het linkerpaneeltje gemonteerd, de zender op het rechterpaneeltje. *b*) In de gemonteerde toestand liggen beide panelen boven elkaar; zij zijn omgeven door een kartonnen verpakking. Opnemers en batterijen kunnen met behulp van snoertjes worden aangesloten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



heid een, en drie frequentiemeters die de frequentie van de door de filters doorgelaten signalen bepalen. De meting van de frequenties geschiedt bij voorkeur registrerend. In *fig. 10* is de ontvangapparatuur zoals die in het K.N.M.I. te De Bilt aanwezig is, weergegeven.

Fig. 10. Afbeelding van de ontvangapparatuur op de grond, zoals die in het K.N.M.I. is opgesteld. In het midden staat de F.M.-ontvanger, rechts ziet men de registrerende meter. Geheel links is een ijkapparatuur te zien, waaruit een constante vergelijkingsfrequentie kan worden verkregen. De ijking kan met voordeel met behulp van een kathodestraaloscillograaf worden uitgevoerd.

## Beproeving van de radiosonde

Om de nauwkeurigheid van de hier beschreven radiosonde te beproeven, werden hiermede door het K.N.M.I. een aantal zg. tweelingopstijgingen verricht, dwz. twee dergelijke radiosonden werden tezamen aan één ballon opgelaten. De door beide sonden gegeven waarden van temperatuur en druk kunnen dan onderling worden vergeleken. Het bleek dat tot op 5000 m hoogte de gemeten drukken tot op 5 millibar overeenstemden, tot op 10 000 m hoogte kwamen verschillen voor tot hoogstens 10 millibar. De gemeten temperaturen stemden tot op 0,5 °C overeen.

Hoewel het aantal uitgevoerde waarnemingen te gering is om definitieve conclusies te kunnen trekken, kan hieruit toch wel worden opgemaakt dat de drukmeting minstens even nauwkeurig, en de temperatuurmeting ongeveer tweemaal zo nauwkeurig is als voor andere sonden in de litteratuur wordt opgegeven. Verder bleek dat de hypsometer, bij de in de practijk voorkomende temperaturen, van de temperatuur onafhankelijke meetresultaten levert, zodat temperatuurcorrecties op de drukmeting bij de nieuwe sonde overbodig zijn.

Bij de tweelingopstijgingen is verder gebleken dat de nieuwe sonde zeer goed hanteerbaar en weinig kwetsbaar is. Zijn geringe gewicht kwam hierbij ook als belangrijke eigenschap naar voren: twee nieuwe sonden tezamen zijn nog juist iets lichter dan een sonde van het tot nu toe gebruikte type.

Verscheidene sonden zijn na opstijging weer teruggevonden. Het bleek dat het electronische gedeelte slechts zeer zelden beschadigd was. Een voordeel van de nieuwe sonde is ook, dat wanneer de meetweerstanden niet beschadigd zijn, de ijkingen van druk en temperatuur onveranderd zijn gebleven, daar deze slechts van de electrische eigenschappen van de sonde afhangen. Dit is door herijking van de teruggevonden sonden bevestigd.

Wat de ijking van de sonde betreft, kan nog worden opgemerkt, dat het in de nieuwe sonde niet nodig blijkt de sonde als geheel aan de lage ijktemperaturen bloot te stellen. Men kan volstaan met het opnemen van de weerstand-temperatuurkrommen van de meetweerstanden, en van de frequentiekrommen van de oscillatoren als functie van de waarden van de variabele opneemelementen.

---

**Samenvatting.** Voor waarnemingen van de physische toestand der hogere luchtlagen wordt gebruikt een zg. radiosonde; dit is een toestel waarin opneeminrichtingen voor temperatuur, druk en vochtigheidstoestand zijn gecombineerd met een kortegolfzender, welke een signaal uitzendt waarin de informatie van de drie opnemers is vervat. Het geheel wordt aan een ballon opgelaten. Aan het toestel worden enkele zeer speciale eisen gesteld, waarvan de voornaamste zijn dat het nauwkeurig meet, en licht en niet duur is. De beschreven sonde wijkt van de eerder geconstrueerde o.a. hierin af, dat de drie genoemde gegevens tegelijkertijd worden uitgezonden, zodat geen omschakelinrichting nodig is. Elke opnemer bestuurt een kleine oscillator, welks frequentie door de te meten grootheid wordt beïnvloed. De variaties van de druk worden weergegeven in de frequentieband van 1 tot 3 kHz, die van de temperatuur in de band van 4 tot 8 kHz en die van de vochtigheid in de band van 12 tot 25 kHz. Het aantal bewegende delen in de sonde is tot een minimum beperkt door een, in de desbetreffende *RC*-oscillatorkring geschakelde, N.T.C.-weerstand als thermometer te gebruiken, en door de druk te bepalen uit het kookpunt van freon, dat wederom door een N.T.C.-weerstand wordt gemeten. De relatieve vochtigheid wordt bepaald met behulp van een stukje goldbeaterskin, waarvan de lengteverandering de zelfinductie van een spoeltje, opgenomen in een *LC*-oscillator, beïnvloedt. Bij de beschrijving van de *RC*-oscillatoren wordt ingegaan op de wijze waarop de frequenties daarvan onafhankelijk worden gemaakt van de batterijspanning, die tijdens de ballonopstijging enigszins daalt. In de oscillatoren wordt gebruik gemaakt van subminiatuurbuisjes, waarvan er in totaal vier in de sonde aanwezig zijn. Als modulatiemethode is frequentiemodulatie gekozen, de golflengte bedraagt 11 meter, de maximale frequentiezwaai is 25 kHz. Het totale door de zendbuis (een batterijbuisje DL 41) afgegeven vermogen bedraagt ca. 100 mW. De mechanische constructie van de sonde en het principe van de ontvangapparatuur op de grond worden kort besproken. Ten slotte wordt een aantal resultaten van de practische beproeving van de nieuwe radiosonde meegedeeld.

---

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# VOORWAARDEN VOOR EEN RECHTHOEKIGE HYSTERESISLUS BIJ FERRIETEN

door H. P. J. WIJN, E. W. GORTER, C. J. ESVELDT en P. GELDERMANS.

538.23:621.318.134

*Sinds de ferrieten, nog geen tiental jaren geleden, door Philips in een technisch bruikbare vorm werden gebracht, hebben deze magnetisch zachte keramische materialen hun nut voor talrijke toepassingen bewezen. De verdere ontwikkeling van deze materialen wordt beheerst door het feit dat het voor vele doeleinden mogelijk blijkt te zijn materialen met speciaal bij het doel aangepaste eigenschappen te maken. Hier beschrijven de auteurs de in het laboratorium verkregen inzichten betreffende het maken van ferrieten met rechthoekige hysteresislus.*

## Inleiding

Magneetkernen met een tot de rechthoeksvorm naderende vorm van de hysteresislus zijn voor verschillende toepassingen van belang. Men bezigt dit soort kernen bijv. voor zg. „magnetische geheugens" [1]), die o.a. gebruikt worden in rekenmachines en in automatische piloten. Een andere toepassing vinden deze kernen in magnetische schakelelementen.

Bij het gebruik als geheugenelement stelt men als eis dat de kern, indien de wikkeling wordt doorlopen door een rechthoekige stroomimpuls van willekeurige richting met een zekere topwaarde $i$, na de impuls in dezelfde toestand terugkeert, maar dat de magnetisatie van de kern telkens van teken wisselt indien impulsen van afwisselende richting met topwaarde $2i$ door de wikkeling worden gezonden. Bij het gebruik als schakelelement moet een positieve impuls de kern onveranderd laten, een even grote negatieve impuls de magnetisatie echter doen omkeren.

De stroomimpulsen waarmede men bij het bovenbedoelde gebruik te maken heeft, zijn meestal zeer kortstondig. Tijdens de impuls zal dus de variatie van de stroom, $di/dt$, zeer grote waarden aannemen. Ten gevolge hiervan zullen in het materiaal zeer grote veranderingen $dB/dt$ van de inductie optreden en wervelstromen ontstaan.

Het komt erop aan, het optreden van wervelstromen zoveel mogelijk te beperken. Bij het gebruik van metallische ferromagnetica (nikkelijzerlegeringen zoals „Hypernik" en „Deltamax" [2])) kan dit tot op zekere hoogte geschieden door de magneetkern te „lamelleren", dwz. op te bouwen uit van elkander geïsoleerde zeer dunne lagen van het ferromagnetische materiaal. Het is echter in de practijk moeilijk uit zulke dunne lagen kernen op te bouwen met een tot de rechthoeksvorm naderende hysteresislus. Het is dus bij deze kortstondige impulsen van voordeel, en bij de snelste impulsen zelfs noodzakelijk, in plaats van metalen magnetisch zachte en electrisch slecht geleidende materialen zoals ferrieten [3]) te gebruiken, mits men deze kan maken met een rechthoekige hysteresislus [4]).

## Definitie van enkele grootheden

Wij zullen thans enige begrippen naar voren brengen die voor ons probleem van belang zijn [5]).

De grote lus van *fig. 1* stelt de hysteresislus van een ferriet voor. Zij geeft de magnetisatie $J$ als functie van het magnetisch veld $H$, voor het geval dat $H$ van een grote positieve waarde afneemt tot een

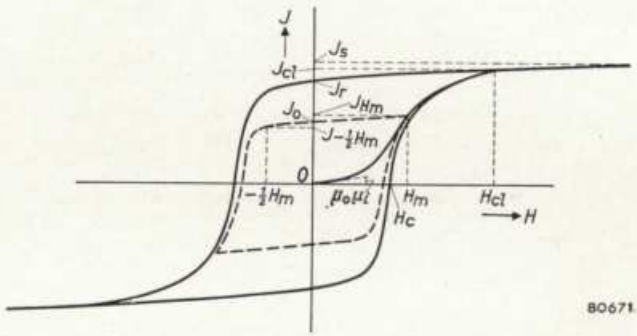



Fig. 1. Hysteresislus van een ferriet.

[1]) J. A. Rajchman, RCA Rev. **13**, 183-201, 1952. A. Wang, J. appl. Phys. **21**, 49-54, 1950. Een overzicht van enkele gevallen geeft: F. van Tongerloo, T. Ned. Radiogen. **18**, 265-285, 1953, No. 11.

[2]) Zie bijv. R. M. Bozorth, Ferromagnetism, Van Nostrand, New York 1952.

[3]) J. L. Snoek, Philips techn. T. **8**, 303-384, 1946. J. J. Went en E. W. Gorter, De magnetische en electrische eigenschappen van Ferroxcube-materialen, Philips techn. T. **13**, 213-226, 1951, in het vervolg aangeduid met I. Evenals in I is in de formules gebruik gemaakt van het gerationaliseerde Giorgi-stelsel, waarin $B$ wordt gemeten in Wb/m² en $H$ in A/m ($\mu_0 H$ in Wb/m²). $B = 10^{-4}$ Wb/m² komt overeen met $B = 1$ gauss en $\mu_0 H = 10^{-4}$ Wb/m² ($H =$ 79,5 A/m) met $H = 1$ oersted. $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am. De formule $B = \mu_0 H + J$ komt in de plaats van $B = H + 4\pi I$ in het „stelsel van Gauss". Als $J = 1$ Wb/m², is $4\pi I = 10\,000$ gauss en $I \approx 800$ gauss.

[4]) E. Albers-Schoenberg en D. R. Brown, Electronics **26**, April 1953, p. 146.

[5]) Voor een uitvoeriger bespreking van deze begrippen en hun physische achtergrond, zie bijv. J. J. Went, Philips techn. T. **10**, 247-256, 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



grote negatieve waarde en dan weer toeneemt tot een grote positieve waarde. Het veld waarbij de magnetisatie nul is, wordt de coërcitiefkracht $H_c$ van het materiaal genoemd [6]). Het kleinste veld waarbij de lus dicht is, noemen we $H_{cl}$ en de bijbehorende magnetisatie $J_{cl}$. Voor velden $H > H_{cl}$ zijn de variaties van de magnetisatie reversibel. Men kan ook een kleinere hysteresislus beschrijven, bijv. die welke in fig. 1 gestreept is getekend, met als uiterste veldwaarden $+H_m$ en $-H_m$ ($H_m < H_{cl}$). Als maat voor de bruikbaarheid van ferrieten als geheugenkern heeft men wel de „rechthoekigheid" ingevoerd, dat is de grootheid:

$$R_s = \frac{B_{-\frac{1}{2}H_m}}{B_{H_m}}, \text{ of } \frac{J_{-\frac{1}{2}H_m}}{J_{H_m}}, \quad \ldots \quad (1)$$

wat nagenoeg hetzelfde is, en waarin noemer en teller respectievelijk betekenen: de magnetisatie bij een veld $+H_m$ en de magnetisatie bij een veld $-\frac{1}{2}H_m$. Het is duidelijk dat $R_s$ zelf weer een functie is van het maximale veld $H_m$ dat de grootte van de lus bepaalt. Het blijkt dat, indien men $R_s$ meet als functie van $H_m$, er steeds een maximum optreedt voor een bepaalde waarde van $H_m$. Het maximum willen wij aanduiden met $(R_s)_{max}$. Voor ferrieten waarvoor $(R_s)_{max} > 0{,}7$, valt deze waarde van $H_m$ ongeveer samen met $H_c$.

Voor het gebruik van ferrieten als schakelelement is van belang de verhouding $J_0/J_{H_m}$, waarin $J_{H_m}$ de bovengenoemde magnetisatie is bij een veld $H_m$, en $J_0$ de magnetisatie na uitschakelen van dit veld (zie fig. 1). Ook $J_0/J_{H_m}$ is een functie van $H_m$, en wij zullen weer geïnteresseerd zijn in het maximum, $(J_0/J_{H_m})_{max}$, van dit quotient.

## Algemene beschouwingen

### *Grootte van de remanentie*

Wij gaan uit van de ontmagnetiseerde toestand, dus van het punt $O$ in fig. 1. Zoals bekend mag worden ondersteld, is in deze toestand het materiaal verdeeld in zg. gebieden van Weiss, waarbinnen het materiaal homogeen gemagnetiseerd is (zie [5])). De magnetisatievector heeft binnen elk gebied een zekere richting (voorkeursrichting). Gemiddeld over alle gebieden is de magnetisatie nul. De voorkeursrichting van de magnetisatievector in ieder gebied wordt bepaald door drie oorzaken: kristal-, spannings- en vormanisotropie, die straks nader worden besproken. Een zeer klein uitwendig magnetisch veld zal de magnetisatievectoren uit hun voorkeursrichting draaien naar de richting van het aangelegde veld. De mate waarin dit mogelijk is, wordt bij gesinterde ferrieten vrijwel aangegeven door de grootheid $\mu_i$ (zie fig. 1), de zg. beginpermeabiliteit [7]). Na het verzadigen van het materiaal in een zeer sterk veld zijn alle magnetisatievectoren parallel gericht en is er geen verdeling in gebieden van Weiss meer over. Hieraan beantwoordt de verzadigingstoestand met magnetisatie $J_s$ (zie fig. 1). Indien men nu het veld langzaam tot nul laat afnemen, draaien de magnetisatievectoren uit de veldrichting naar de dichtstbijliggende voorkeursrichting, die door de bovengenoemde anisotropieën is bepaald. Bij een veld $H = 0$ bestaat dan nog een magnetisatie $J_r$ (remanentie). Voor een ideaal rechthoekige lus is $J_r/J_s = 1$. Als men, uitgaande van deze toestand, $H$ een weinig laat variëren, zal men een permeabiliteit $\mu_{rem}$ meten, welke wederom door draaiingen van de magnetisatievectoren wordt bepaald. Achtereenvolgens willen wij nu nagaan wat de grootte van het quotient $J_r/J_s$ en van het quotient $\mu_{rem}/\mu_i$ zal zijn voor de bovengenoemde drie typen van anisotropieën. De betekenis van het laatstgenoemde quotient zal nog nader blijken.

### a) Kristalanisotropie

Bij bijna alle kubische ferrieten heeft men tot nu toe gevonden dat een lichaamsdiagonaal voorkeursrichting van de magnetisatie is; er zijn dus in elk kristal acht voorkeursrichtingen. De magnetische energie die in de volume-eenheid van het materiaal aanwezig is als de magnetisatievector met de coördinaatassen (kubusrichtingen) hoeken maakt waarvan de cosinussen $\alpha_1$, $\alpha_2$ en $\alpha_3$ bedragen, is in eerste benadering van de vorm:

$$E = K(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) \quad \ldots \quad (2)$$

Hierin kan $K$ zowel een positieve als een negatieve waarde hebben. Bij materialen met positieve $K$ is $E$ minimaal als één van de $\alpha$'s gelijk is aan 1 en de twee andere nul zijn, dus als de magnetische vector evenwijdig is aan een der kubusribben. Bij de meeste ferrieten, en ook bij sommige metalen zoals nikkel, is $K$ echter negatief. Dan is $E$ minimaal als de factor achter $K$ maximaal is, d.i. als $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3$.

[6]) Bij een magnetisch materiaal onderscheidt men een coërcitiefkracht voor de inductie, ${}_BH_c$, dat is de veldsterkte waarbij de inductie $B$ de waarde nul aanneemt, en een coërcitiefkracht voor de magnetisatie, ${}_JH_c$, dat is de veldsterkte waarbij de magnetisatie $J$ nul wordt. In het algemeen zijn ${}_BH_c$ en ${}_JH_c$ verschillend, omdat $B = \mu_0 H + J$, en $B$ en $J$ dus niet tegelijk nul worden. Bij de materialen die wij thans beschouwen, treden slechts zo kleine waarden van $H$ op dat het verschil te verwaarlozen is en wij met één symbool ($H_c$) kunnen volstaan.

[7]) In tegenstelling met I is hier $\mu_i$ opgevat als relatieve permeabiliteit. De absolute permeabiliteit die daarmee correspondeert, is $\mu_0\mu_i$, waarvoor in I het symbool $\mu_i$ is gebezigd. Hetzelfde geldt voor de later in te voeren grootheid $\mu_{rem}$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



De magnetisatievector is dan evenwijdig aan een der kubusdiagonalen.

Is de kristalanisotropie de enige anisotropie, dan zullen, indien men (na verzadigen in een sterk veld) het veld nul laat worden, de magnetisatievectoren van de gebieden van Weiss in een polykristallijn materiaal uit de veldrichting terugdraaien naar de dichtstbijliggende kubusdiagonaal ([111]-richting). Omdat er acht voorkeursrichtingen zijn, zal de ruimtehoek waarover de vectoren zich verdelen slechts $\pi/2$ steradiaal zijn (*fig. 2*). Gans [8]) heeft berekend dat voor dit geval $J_r/J_s = 0{,}87$ en $\mu_{rem}/\mu_i = 0{,}36$.

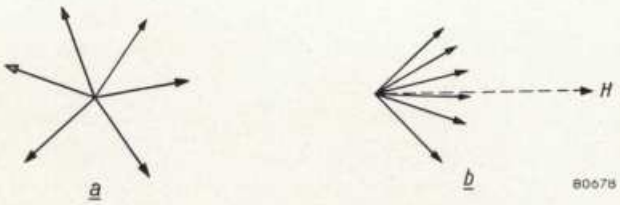



Fig. 2. *a*) Verdeling van de richtingen der magnetisatievectoren in de Weiss-gebieden bij een ontmagnetiseerd polykristallijn materiaal.
*b*) Hetzelfde in de remanentietoestand, voor het geval dat de (negatieve) kristalanisotropie de bepalende anisotropie is.

## b) Spanningsanisotropie

Bekend is dat de lengte van een staaf van magnetisch materiaal afhangt van de grootte van de magnetisatie. Dit verschijnsel wordt magnetostrictie genoemd. Men onderscheidt positieve en negatieve magnetostrictie, al naar gelang magnetisatie gepaard gaat met verlenging of verkorting in de magnetisatierichting.

Zijn in het materiaal ten gevolge van elastische vervorming spanningen aanwezig, dan tracht de magnetisatie zich zo in te stellen dat de begeleidende lengteveranderingen deze spanningen zo veel mogelijk opheffen. Overheerst deze spanningsanisotropie, dan zijn er in elk punt van het materiaal slechts twee voorkeursrichtingen voor de magnetisatie. Voor het geval van negatieve magnetostrictie (zoals meestal bij ferrieten optreedt) zijn dit in elk punt de beide orientaties waarbij de magnetisatievectoren evenwijdig zijn aan de grootste drukspanning of de kleinste trekspanning. Ook nu weer zullen, indien men (na verzadigen in een sterk veld) het veld nul laat worden, de magnetisatievectoren uit de veldrichting terugdraaien naar de dichtstbijliggende voorkeursrichting. Deze voorkeursrichtingen zijn bij een willekeurige spanningsverdeling in het materiaal verdeeld over een ruimtehoek $2\pi$ steradiaal (zie *fig. 3b*). Voor dit geval berekent men dat $J_r/J_s = 0{,}5$.

[8]) R. Gans, Ann. Physik **15**, 28, 1932.

Bij ferrieten met kleine kristalanisotropie en grote magnetostrictie is het mogelijk, door het aanleggen van voldoend grote uitwendige krachten, te bereiken dat deze de voorkeursrichting voor de magnetisatie bepalen. Dit is door G. W. Rathenau en G. W. van Oosterhout in het laboratorium te Eindhoven gerealiseerd op de volgende wijze. Zij legden bij hoge temperatuur een glasring om een ringetje van Ferroxcube [9]). De thermische uitzettingscoëfficient van het gebruikte glas is iets groter dan die van het Ferroxcube, zodat na afkoelen tot kamertemperatuur de Ferroxcube ring een tangentiale drukspanning ondervindt. De magnetisatie zal, ten gevolge van de negatieve magnetostrictie, parallel aan deze overheersende drukspanning gaan staan; men heeft dan bereikt dat de spanningen in het ferriet niet meer over willekeurige richtingen verdeeld zijn, maar nu slechts één richting hebben, zodat voor de magnetisatie in elk punt van het materiaal slechts de beide orientaties evenwijdig aan de spanning mogelijk zijn. De remanentie na het uitschakelen van een veld evenwijdig aan de drukspanning (dus een tangentiaal veld) kan dan theoretisch gelijk zijn aan de verzadigingsmagnetisatie: $J_r/J_s = 1$. *Fig. 4* geeft een familie hysteresislussen, gemeten aan een ring van Ferroxcube IVA waaromheen glas is aangebracht. De gestreepte hysteresislus is die voor een zelfde ring zonder glas. Een bijzonder voordeel van dit type materialen met rechthoekige hysteresislus is hun kleine coërcitiefkracht.

Een analoog effect is verkregen door een ferrietringetje te omgeven met kunsthars [10]).

Zijn in het materiaal na de bereiding en na het demagnetiseren door afkoelen vanaf een temperatuur boven het curiepunt (het bevindt zich dan in toestand *O*, fig. 1) geen mechanische spanningen aanwezig, dan is de richting van de magnetisatievector in elk Weiss-gebied bepaald door de kristalanisotropie (we zien hier af van vormanisotropie, zie onder c). De magnetisatievectoren der Weiss-gebieden zijn dus gericht in de boven reeds beschre-

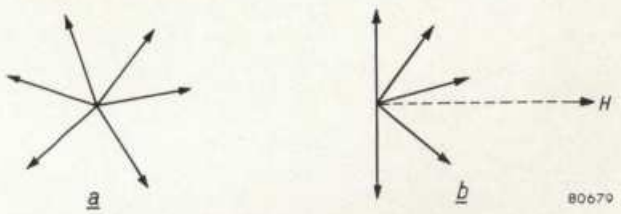



Fig. 3. *a*) Identiek aan fig. 2*a*.
*b*) Verdeling van de richtingen der magnetisatievectoren in de remanentietoestand als de spanningsanisotropie overheerst.

[9]) Ned. Octrooi-aanvrage No. 175120 van Jan. 1953.
[10]) H. J. Williams, R. C. Sherwood, Matilda Goertz en F. J. Schnetler, Commun. Electr. **9**, 531, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



ven voorkeursrichtingen. Brengt men het materiaal in de remanentie, dan betekent dit dat elke magnetisatievector uit die voorkeursrichting wordt gedraaid naar een andere voorkeursrichting. Daarmee zal in

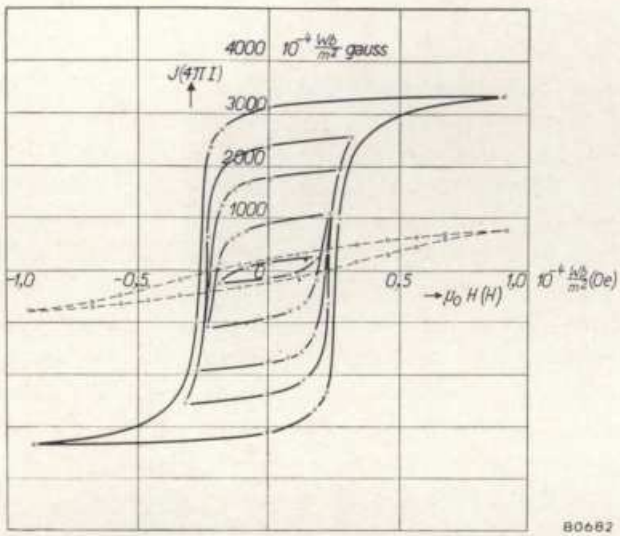



Fig. 4. Verzameling hysteresislussen van een ring van Ferroxcube IVA, omgeven door een speciale glassoort.
Gestreepte kromme: een hysteresislus van Ferroxcube IVA zonder glas (zie tekst).

het algemeen ook een vormverandering van het kristal gepaard gaan. Zijn bijv. de lichaamsdiagonalen bij kubische ferrieten de voorkeursrichtingen, dan hangt de lengte van een lichaamsdiagonaal af van het feit of de magnetisatievector al of niet evenwijdig aan deze lichaamsdiagonaal is gericht. Het hiermee corresponderende relatieve lengteverschil wordt aangeduid als de „magnetostrictie in de voorkeursrichting", $\lambda_{111}$. Zijn bij een polykristallijn materiaal in de gedemagnetiseerde toestand geen spanningen aanwezig, dan kunnen in de remanente toestand nog wel spanningen bestaan, tenzij $\lambda_{111} = 0$. In dit speciale geval wordt de grootte der remanentie geheel bepaald door de kristalanisotropie, hetgeen een voorwaarde voor grote remanentie is [11]).

Een voorbeeld van het belang van de magnetostrictie in de voorkeursrichting geven de meetresultaten van een serie mengkristallen nikkelferriet-ferroferriet. *Fig. 5* geeft voor polykristallijne preparaten bestaande uit mengkristallen van $Fe_3O_4$ en $NiFe_2O_4$ de magnetostrictie $\lambda$ als functie van het magneetveld $H$. Het is bekend dat de verzadigingsmagnetostrictie (dat is de waarde van $\lambda$ bij technische verzadiging) voor deze materialen $+41{,}6 \cdot 10^{-6}$ resp. $-22 \cdot 10^{-6}$ bedraagt, zodat kan worden verwacht dat zij in het systeem van mengkristallen voor een bepaalde samenstelling nul zal zijn. Het blijkt dan ook uit fig. 5 dat voor $Ni_{0,56}Fe^{2+}_{0,44}Fe^{3+}_2O_4$ de verzadigingsmagnetostrictie $\lambda_s$ zeer klein is ($\lambda_s = -0{,}8 \cdot 10^{-6}$). In het voorgaande kwamen wij echter tot de conclusie dat juist de magnetostrictie in de kristallografische voorkeursrichting klein moet zijn om een rechthoekige hysteresislus te mogen verwachten. Eenvoudige overwegingen tonen aan dat het teken van de magnetostrictie van een preparaat in velden van de orde van de coërcitiefkracht (d.i. $\mu_0 H_c \approx 10^{-4}$ Wb/m², $H_c \approx 1$ oersted, bij deze preparaten) gelijk is aan het teken van de magnetostrictie in de kristallografische voorkeursrichting. In fig. 5 is te zien dat tekenwisseling van de voorkeursmagnetostrictie optreedt bij een samenstelling gelegen tussen die van preparaat *4a* en *4b* ($Ni_{0,7}Fe^{2+}_{0,3}Fe^{3+}_2O_4$, gestookt op 1350 °C in een gasstroom van 600 cm³ koolzuur met resp. 50 cm³ en 58 cm³ stikstof met 10% waterstof per minuut [12])).

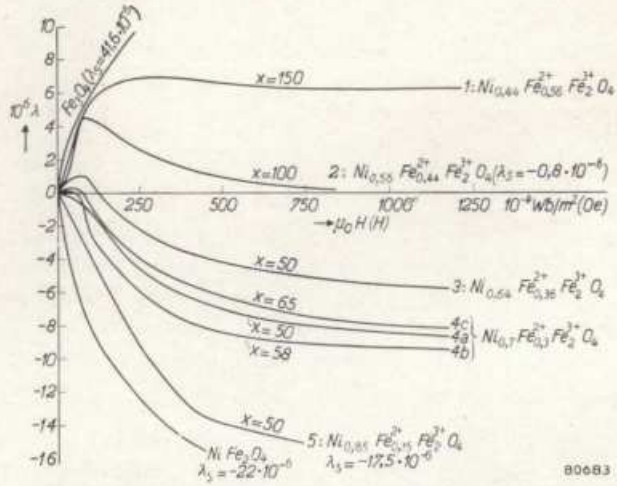



Fig. 5. Magnetostrictie versus magneetveld voor polykristallijne preparaten van mengkristallen uit de reeks nikkelferriet-ferroferriet. Alle preparaten zijn gestookt op 1350 °C, doch in een gasstroom van verschillende samenstelling, nl. van 600 cm³/min $CO_2$ + $x$ cm³/min van het mengsel 90% $N_2$ + 10% $H_2$. De waarde van $x$ en de chemische samenstelling van het ferriet zijn bij de krommen aangegeven.

Voor een aantal ferrieten van fig. 5 is een deel van de hysteresislus weergegeven in *fig. 6*. Inderdaad blijkt voor de preparaten *4a* en *4b* geheel overeenkomstig de verwachtingen een grotere rechthoekigheid te worden gevonden dan voor de andere materialen.

### c) Vormanisotropie

Het is bekend, dat als men een niet gesloten magnetisch circuit magnetiseert, een tegenveld

[11]) Deze overwegingen danken wij aan J. Smit van het laboratorium te Eindhoven.

[12]) Het verschil in reducerend vermogen van deze gasstromen veroorzaakt een geringe verschuiving van de verhouding tussen $Ni^{2+}$ en $Fe^{2+}$ in het ferriet. De eventueel als tweede phase optredende hoeveelheid NiO of FeO is te verwaarlozen ten opzichte van het poriënvolume.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



wordt opgewekt (gedeeltelijke demagnetisatie optreedt) door de „vrije polen" aan de uiteinden. Dit tegenveld, te wijten aan „vormanisotropie", is evenredig aan de magnetisatie. Hoewel wij ons in dit

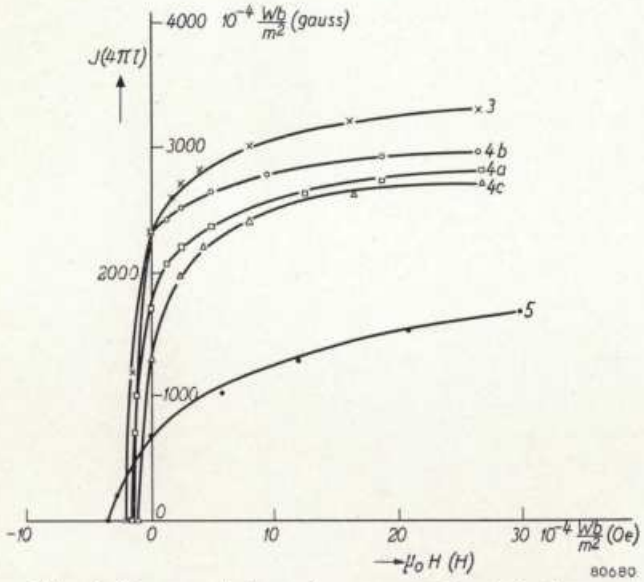



Fig. 6. Bovenste deel van de teruggaande tak der hysteresislus van enkele ferrieten van fig. 5.

artikel zullen beperken tot, macroscopisch gezien, gesloten circuits, heeft men toch in belangrijke mate met demagnetisatie door vormanisotropie te maken, wegens de min of meer poreuze structuur van het ferriet (zie fig. 10). De porositeit van gesinterd materiaal kan variëren van 1% tot ongeveer 25%. Het effect van deze luchtholten is dat het veld $H_{inw}$ in het materiaal zwakker is dan het aangelegde veld $H_{uitw}$. In het algemeen kan men stellen dat dit verschil evenredig is met de magnetisatie van het materiaal:

$$\mu_0(H_{uitw} - H_{inw}) = NJ \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Het resultaat is dat de gemeten hysteresislus afwijkt van die welke voor het materiaal zou worden gevonden als het magnetisch circuit niet door luchtspleten of holten was onderbroken; zie *fig.* 7, waarin $J$ is uitgezet als functie van $H_{uitw}$. Dit noemt men wel het „scheren" van de hysteresislus. Men ziet uit de figuur dat de verhouding $J_r/J_s$ door het „scheren" sterk verkleind wordt, doordat

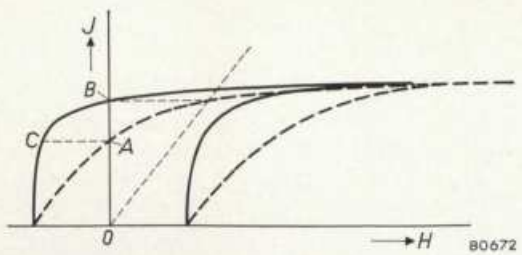



Fig. 7. Invloed van „schering" op de schijnbare vorm van de hysteresislus.

$J_r$ aanzienlijk daalt, terwijl $J_s$ natuurlijk constant blijft. Op te merken is, dat de toestand $B$, bij afwezigheid van schering, wordt getypeerd door een verdeling van de magnetisatievectoren als in fig. 2*b* of 3*b*, naar gelang welke soort anisotropie overheerst. Bij schering is de toestand $A$ slechts schijnbaar die der remanentie; in feite bevindt het materiaal zelf zich in een demagnetiserend veld $\mu_0 H = -NJ$, en is $C$ de toestand in het materiaal. Hierbij zal de verdeling der vectoren dus sterk afwijken van die van fig. 2*b* en 3*b*, en meer gaan lijken op die in de gedemagnetiseerde toestand (fig. 2*a* resp. 3*a*). Het is ook te verwachten, dat nu $\mu_{rem}/\mu_i$ meer gelijk aan 1 zal worden, zelfs in geval van overwegende kristalanisotropie. Bij ferrieten die dezelfde verzadigingsmagnetisatie $J_s$ vertonen en met gelijksoortige porositeit (waarmee we hier bedoelen gelijke $N$), zal dit demagnetiserende veld een grotere invloed op de hysteresislus hebben naarmate de coërcitiefkracht van het ferriet kleiner is.

Misschien nog belangrijker dan „schering" is de invloed van de poriën op de voorkeursrichting der magnetisatie in elk punt van het materiaal. Men moet verwachten dat voor de poreuze magnetische materialen de richting der magnetisatie in elk punt in hoge mate door de richting van het demagnetiserend veld ter plaatse wordt bepaald. Deze velden geven in elk punt slechts één voorkeursrichting, zodat een kleine waarde van $J_r/J_s$ is te verwachten.

Voor een „rechthoekige" hysteresislus moet het quotient $J_r/J_s$ zo dicht mogelijk bij 1 gelegen zijn. Bij polykristallijn materiaal zal men dit het best kunnen benaderen voor het geval dat de kristalanisotropie de overheersende anisotropie is. Het is van eminent belang dat men ervoor zorgt dat niet tevens vormanisotropie optreedt, dat betekent dus dat er weinig poriën moeten zijn. Men heeft dan $J_r/J_s = 0{,}87$. Dit getal zou nog groter kunnen worden als men ervoor kon zorgen dat de kristallen zo gericht zijn dat alle kristallen een lichaamsdiagonaal parallel hebben. Dan kan zelfs $J_r/J_s = 1$ worden. Op deze laatste mogelijkheid gaan wij hier niet verder in.

*Grootte van de coërcitiefkracht*

Van groot belang voor het gebruik dat men van ferrieten met rechthoekige hysteresislus wil maken, is ook dat de coërcitiefkracht $H_c$ zo klein mogelijk moet zijn. Immers, $H_c$ bepaalt het aantal ampèrewindingen dat nodig is om de remanente magnetisatie van de kern van richting te doen omkeren. De coërcitiefkracht hangt samen met de veldsterkte die nodig is om de grenzen tussen de Weiss-gebieden, de zg. Bloch-wanden, van hun plaats los te maken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Deze wanden worden aan bepaalde plaatsen in het materiaal gebonden door inwendige spanningen en door niet-magnetische insluitsels. Aangezien te verwachten is dat in ferrieten, welke meestal veel meer luchtholten bevatten dan metalen, deze wanden aan holten zullen zijn gefixeerd, zullen wij even ingaan op de theorie van Néel [13]), welke een inzicht geeft in de invloed van poriën op de grootte van $H_c$. Néel wijst op het feit dat inwendige magnetische spreidingsvelden, welke door inclusies in een ferromagnetisch materiaal worden veroorzaakt, tot kleinere gebieden beperkt zullen blijven indien de Bloch-wanden deze insluitsels snijden. Ter illustratie dienen *fig. 8a* en *b*. De magnetische „ladingen" met tegengesteld teken liggen in *b* dichter bij elkaar dan in *a*. Dit betekent dat de totale magnetische energie aanzienlijk kleiner is in *b* dan in *a*. De plaats van minimale vrije energie voor de Bloch-wand is dus die waarbij de wand zoveel mogelijk luchtholten snijdt. De coërcitiefkracht is nu de veldsterkte welke nodig is om een wand van zijn luchtholten los te maken. Deze coërcitiefkracht zal dus samenhangen met de concentratie van de luchtholten en waarin $p$ de porositeit van het materiaal voorstelt [14]).

Voor een reeks NiZn-ferrieten met uiteenlopende eigenschappen werd het verband tussen $p$ en $H_c$ experimenteel nagegaan (zie *tabel I*). In de voorlaatste kolom van tabel I is de volgens formule (4) berekende $H_c$ gegeven. Hierbij werd $|K|$ berekend uit $\mu_i$, aannemende dat $\mu_i$ alleen door draaiingen wordt bepaald. (Dan geldt nl. $\mu_i - 1 = \frac{1}{2} J_s^2/\mu_0|K|$.) Men ziet dat inderdaad $H_c$ in het gebied van porositeit dat hier beschouwd wordt, afhangt van de porositeit.

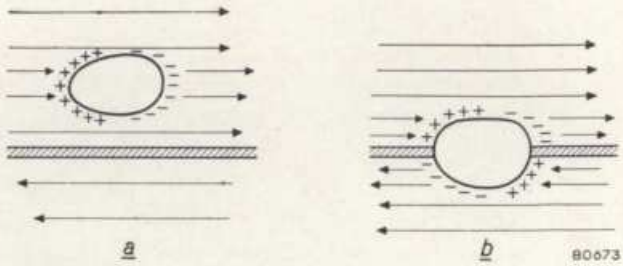



Fig. 8. Invloed van inclusies of holten op de energie van een Bloch-wand (volgens Néel [13])).
*a*) De wand doorsnijdt de holte niet.
*b*) De wand doorsnijdt de holte wel.

**Tabel I.** Verband tussen porositeit en coërcitiefkracht van nikkelzinkferrieten.

| Ferroxcube IV Type | Stooktemperatuur °C | Chemische samenstelling in mol % (rest FeO + $Fe_2O_3$) NiO | ZnO | Porositeit $p$ % | Verzadigingsmagnetisatie $J_s$ $10^{-4}$ Wb/m² | $I_s$ gauss | Aanvangspermeabiliteit $\mu_i$ | Coërcitiefkracht $\mu_0 H_c$ : $10^{-4}$ Wb/m² $H_c$ : oersted volgens verg. (4) | gemeten |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| A | 1250 | 17,5 | 33,2 | 8,9 | 3650 | 292 | 650 | 0,4 | 0,4 |
| B | 1250 | 24,9 | 24,9 | 15,4 | 4150 | 332 | 230 | 2,0 | 1,4 |
| C | 1250 | 31,7 | 16,5 | 22,5 | 4012 | 321 | 90 | 6,2 | 4,0 |
| D | 1250 | 39,0 | 9,4 | 24,3 | 3537 | 283 | 45 | 10,4 | 6,8 |
| E | 1250 | 48,2 | 0,7 | 24,8 | 2450 | 196 | 17 | 16,1 | 13,7 |
| A | 1450 | 17,5 | 33,2 | 9,5 | 3620 | 290 | 470 | 0,6 | 0,3 |
| B | 1450 | 24,9 | 24,9 | 3,2 | 4750 | 380 | 312 | 0,4 | 0,4 |
| C | 1450 | 31,7 | 16,5 | 8,0 | 4760 | 381 | 86 | 2,7 | 1,1 |
| D | 1450 | 39,0 | 9,4 | 8,9 | 4260 | 341 | 63 | 3,5 | 1,7 |
| E | 1450 | 48,2 | 0,7 | 9,9 | 1688 | 135 | 42 | 3,7 | 3,2 |

met de grootte daarvan. Het is gebleken dat insluitsels of holten waarvan de diameter te vergelijken is met de wanddikte, de grootste invloed op $H_c$ hebben. Volgens de theorie van Néel wordt de coërcitiefkracht $H_c$ voor het geval van negatieve kristalenergie (negatieve $K$) en voor het geval dat de absolute waarde van $K$ groot is ten opzichte van $J_s^2/\mu_0$ (wat voor de te behandelen ferrieten het geval is), gegeven door de formule:

$$H_c = \frac{4|K|p}{3\pi J_s}\left[0{,}39 + \tfrac{1}{2}\ln\frac{3J_s^2}{4\mu_0|K|}\right], \quad . \; . \quad (4)$$

Wil men $H_c$ klein maken, dan moet men bij het prepareren het ferriet dicht sinteren. Dit is mogelijk door òf hoog te stoken, òf een ferriet te nemen waarvan het smeltpunt relatief laag ligt, òf een geschikte keramische werkwijze toe te passen. In de laatste beide gevallen vermijdt men hoge temperaturen, dus ook de bij hoge temperaturen optredende reductie, welke de magnetische en electrische eigenschappen ongunstig beïnvloedt.

[13]) L. Néel, Ann. Univ. Grenoble **22**, 299-343, 1946 en Physica **15**, 225-234, 1949.

[14]) Hierbij is $1-p$ gelijk aan de verhouding tussen de macroscopische (of schijnbare) dichtheid van het materiaal en de microscopische (of ware) dichtheid. De laatste kan men bepalen uit röntgendiffractie-onderzoek, de eerste met de gewone methodes van dichtheidsmeting.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



*Grote remanentie en kleine coërcitiefkracht*

Wij willen hier in het kort resumeren, welke voorwaarden vervuld moeten zijn voor het verkrijgen van technisch bruikbare materialen (dus met kleine coërcitiefkracht) met rechthoekige hysteresislus (en dus grote remanentie, waarmee bedoeld wordt een grote waarde van $J_r/J_s$).

1) We hebben gezien dat, als men wil dat $J_r/J_s$ groot is, de kristalanisotropie moet overheersen.

Een grote $|K|$ betekent kleine $\mu_i$, als $\mu_i$ slechts door draaiprocessen ontstaat. Men moet dus trachten een ferriet te maken met vrij kleine aanvangspermeabiliteit. Evenwel volgt uit formule (4) dat de coërcitiefkracht $H_c$ met $|K|$ toeneemt, dus moet de kristalenergie weer niet zo groot zijn dat $H_c$ ongewenst grote waarden aanneemt.

2) De porositeit moet altijd gering zijn, immers dan zijn de demagnetiserende velden klein en dan is ook $H_c$ het kleinst.

3) Een kleine magnetostrictie in de voorkeursrichting is bevorderlijk voor de rechthoekigheid. Ferrieten met voor de techniek bruikbare hysteresislus verkrijgt men echter slechts als de beide eerste voorwaarden vervuld zijn. Dit was bij de in fig. 5 en 6 beschreven mengkristalsystemen niet het geval.

Van belang is ook de frequentiekarakteristiek van het ferriet. Het is duidelijk uit I dat een lage $\mu_i$-waarde gepaard gaat met een hoge ferromagnetische resonantiefrequentie, hetgeen een eerste vereiste is, als men wil dat bij impulsen van ongeveer 1 µsec nog een rechthoekige hysteresislus optreedt. Ook is in I gebleken dat juist bij ferrieten met de laagste aanvangspermeabiliteit de irreversibele Bloch-wandverschuivingen tot de hoogste frequenties toe de stroomvariaties kunnen volgen. Wil men geen last van wervelstromen hebben, dan moet bovendien de soortelijke weerstand van het materiaal voldoende hoog zijn. Het blijkt niet moeilijk deze groter te maken dan $10^2$ of zelfs $10^4$ ohm m, wat betekent een factor $10^9$ tot $10^{11}$ groter dan die van metallische magnetisch zachte materialen.

**Voorbeelden van ferrieten met rechthoekige hysteresislus**

Alle meetresultaten die betrekking hebben op de hysteresislus, werden verkregen met een ballistische galvanometer. In dit artikel gaan we nog niet in op de wijze waarop de resultaten afhangen van de frequentie. We willen vooraf enkele bekende materialen bespreken.

Ferroxcube IIIB heeft een porositeit van ongeveer 10%. De coërcitiefkracht en de kristalanisotropie zijn klein; we moeten dan verwachten dat de porositeit een belangrijke verlaging van $J_r/J_*$ veroorzaakt [15]), in een gemiddeld geval wordt 0,27 gevonden. In overeenstemming hiermee is $\mu_{rem}/\mu_i = 0{,}96$. De rechthoekigheidsverhouding is natuurlijk bijzonder klein, $(R_s)_{max} \approx 0$.

Ferroxcube IVE heeft een grotere coërcitiefkracht ($\mu_0 H_c = 14 \cdot 10^{-4}$ Wb/m²) en een grotere kristalanisotropie ($\mu_i$ is slechts 17), welke beide gunstig zijn voor het verkrijgen van een rechthoekige hysteresislus. Wordt het materiaal echter op normale temperatuur gestookt, dan is het zeer poreus ($p = 25\%$), zodat toch weer de demagnetiserende velden een belangrijke rol kunnen spelen. Men vindt in dit geval dan ook $J_r/J_* < 0{,}6$, $\mu_{rem}/\mu_i = 0{,}63$ en $(R_s)_{max} = -0{,}15$. Deze waarden worden echter gunstiger als het materiaal op een hogere temperatuur is gestookt, waardoor de porositeit afneemt tot 10%. We vinden dan dat ondanks een vermindering van de coërcitiefkracht (tot $\mu_0 H_c = 3 \cdot 10^{-4}$ Wb/m²) de lus beter rechthoekig is: $J_r/J_* = 0{,}6$, $\mu_{rem}/\mu_i = 0{,}55$ en $(R_s)_{max} = 0{,}70$.

In *tabel II* zijn enkele chemische samenstellingen gegeven van ferrieten met een min of meer rechthoekige hysteresislus. Men ziet uit deze tabel, en nog duidelijker uit *fig. 9*, uitgebreid met meetpunten voor verschillende andere ferrieten, het verband dat bij gesinterde ferrieten bestaat tussen $\mu_{rem}/\mu_i$ en het quotient $J_r/J_*$. Voor lage waarden van $J_r/J_*$ nadert $\mu_{rem}/\mu_i$ tot 1. Voor de maximale

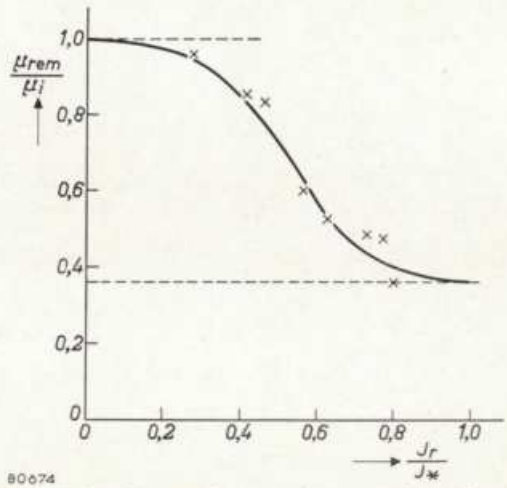



Fig. 9. Verband tussen het quotient $\mu_{rem}/\mu_i$ en het quotient $J_r/J_*$.

waarde welke men kan verwachten, namelijk $J_r/J_* = 0{,}87$, moet het quotient $\mu_{rem}/\mu_i$ tot de waarde 0,36 naderen, hetgeen in deze figuur wel ongeveer het geval is. Opvallende resultaten werden bereikt bij de volgende ferrieten:

[15]) Met $J_*$ is bedoeld de magnetisatie aan een ring gemeten bij $\mu_0 H = 0{,}01$ Wb/m² ($H = 100$ oersted). Aangezien $H_c$ veel kleiner is, mogen we $J_s$ met voldoende benadering vervangen door de iets kleinere waarde $J_*$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



**Tabel II.** Eigenschappen van ferrieten met rechthoekige hysteresislus.

| No. | Chemische samenstelling | Porositeit $p$ in % | $\mu_i$ | $\mu_{rem}/\mu_i$ | $J_r/J_s$ | $(J_0/J_{Hm})_{max}$ | $(R_s)_{max}$ | $\mu_0 H_c$ : $10^{-4}$ Wb/m² $H_c$ : oersted | $\mu_0 H_m$ voor $(R_s)_{max}$ $10^{-4}$ Wb/m² |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Ferroxcube IIIB | 10 | 1230 | 0,96 | 0,27 | 0,32 | ~0 | 0,8 | |
| | Ferroxcube IVE, | | | | | | | | |
| | gestookt op 1250 °C | 25 | 17 | 0,63 | <0,6 | 0,70 | −0,15 | 14 | |
| | idem op 1450 °C | 10 | 42 | 0,55 | 0,6 | | 0,70 | 3 | |
| 1 | $Co_{0,02}Mn_{0,48}Fe_2O_4$ | 6 | 83 | 0,86 | 0,41 | 0,83 | 0,59 | 0,43 | 0,48 |
| 2 | $(CuO)_{0,1}.(MnO_{1+\delta})_{1,1}.Fe_2O_3$ | 3 | 86 | 0,56 | 0,60 | 0,93 | 0,76 | 0,67 | 0,85 |
| 3 | $(MgO)_{0,5}.(MnO_{1+\delta})_{0,875}.Fe_2O_3$ | | 55 | 0,49 | 0,73 | 0,96 | 0,81 | | 1,35 |
| 4 | $Mn_{0,1}Ni_{0,5}Mg_{0,4}Fe_2O_4$ | 5 | 138 | 0,48 | 0,76 | 0,95 | 0,83 | | 1,7 |
| 5 | $Mg_{0,4}Ni_{0,6}Fe_2O_4$ | | 28 | 0,53 | 0,62 | 0,94 | 0,84 | | 2,6 |
| 6 | $Li_{0,46}Ni_{0,08}Fe_{2,40}O_4$ | 5 | 40 | 0,36 | 0,8 | | 0,78 | | 4,3 |
| 7 | $Li_{0,25}Cu_{0,5}Fe_{2,25}O_4$ | 4 | | | | | 0,75 | | |

1) $Co_{0,02}Mn_{0,48}Fe_2O_4$. Dit ferriet heeft een hysteresislus die niet bijzonder rechthoekig is, maar bezit het voordeel van een kleine coërcitiefkracht: $\mu_0 H_c = 0{,}43 \cdot 10^{-4}$ Wb/m².

2) $(CuO)_{0,1}.(MnO_{1+\delta})_{1,1}.Fe_2O_3$ valt op door zijn geringe coërcitiefkracht, $\mu_0 H_c = 0{,}67 \cdot 10^{-4}$ Wb/m².

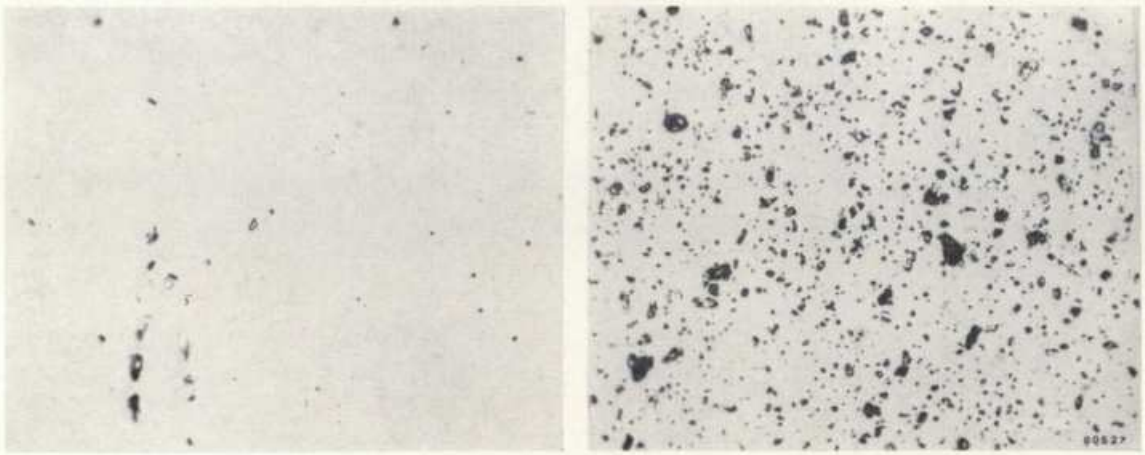
3) $(MgO)_{0,5}.(MnO_{1+\delta})_{0,875}.Fe_2O_3$ is een bijzonder dicht ferriet. Een indruk van de geringe porositeit krijgt men uit de foto van het gepolijste oppervlak, *fig. 10a*. Ter vergelijking geven wij in fig. 10*b* een analoge foto voor het poreuze Ferroxcube IVA, waarvoor $p = 9\%$. Uit de tabel blijkt dat $(R_s)_{max} = 0{,}81$, terwijl $(J_0/J_{Hm})_{max} = 0{,}96$.

4) $Mn_{0,1}Ni_{0,5}Mg_{0,4}Fe_2O_4$, porositeit 5 %. Voor dit ferriet worden opvallend goede eigenschappen bereikt: $(J_0/J_{Hm})_{max} = 0{,}95$ en $(R_s)_{max} = 0{,}83$ voor een veld $\mu_0 H_m = 1{,}7 \cdot 10^{-4}$ Wb/m².

5) $Mg_{0,4}Ni_{0,6}Fe_2O_4$ heeft de bijzondere eigenschap dat de rechthoekigheidsverhouding weinig van de temperatuur afhangt. Op deze afhankelijkheid komen wij nog terug.

Het blijkt dat men in de reeks mengkristallen Mg-ferriet met Ni-ferriet na stoken op 1450 °C niet steeds een kleine porositeit bereikt. Het komt wel voor dat bij $p = 20\%$ nog een rechthoekige hysteresislus optreedt. Het blijkt uit een microscopisch onderzoek van gepolijste oppervlakken dat de porositeit dan veroorzaakt wordt door holten die veel groter zijn dan bij de andere ferrieten. De beginpermeabiliteit is gering ($\mu_i = 28$).

6) $Li_{0,46}Ni_{0,08}Fe_{2,40}O_4$. Gevonden was dat „lithiumferriet" ($Li_{0,5}Fe_{2,5}O_4$), gestookt op 1000 °C in zuurstof, een kleine negatieve magnetostrictie heeft. Reduceert men het door stoken op iets hogere temperatuur (1150 °C), zodat een mengkristal van lithium- en ferroferriet ontstaat, dan vindt men reeds bij 0,8 gewichtsprocenten ferroferriet een positieve magnetostrictie in de voorkeursrichting. Bij een tussengelegen stooktemperatuur vindt men de grootste rechthoekigheid, welke echter veel te gering is voor technische bruikbaarheid, omdat door de relatief lage stooktemperatuur de porositeit van



*a* *b*

Fig. 10. Microfoto's van slijpplaatjes (vergroting 400×). *a*) Ferriet No. 3 (tabel II), *b*) Ferroxcube IVA, $p = 0{,}09$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



de stof groot is. Hoger stoken geeft wel grotere dichtheid, doch meer ferroferriet en dus geen kleine aanvangsmagnetostrictie. Een verbetering werd gevonden door uit te gaan van een mengkristal van lithium- en nikkelferriet. De röntgendichtheid van dit materiaal is 4,85 en de schijnbare dichtheid 4,60. Dit gecombineerd met hoge $|K|$ (want $\mu_i = 40$) bevordert het ontstaan van een rechthoekige lus, welke dan ook gevonden wordt (zie tabel II).

7) $Li_{0,25}Cu_{0,5}Fe_{2,25}O_4$, porositeit 4%, $(R_s)_{max} = 0{,}75$.

Zoals boven reeds uitgelegd, is de rechthoekigheidsverhouding $R_s$ van een hysteresislus een functie van de grootste veldsterkte $H_m$ waarbij de lus wordt gemeten. In *fig. 11* is daarom, voor de ferrieten van tabel II, $R_s$ gegeven als functie van

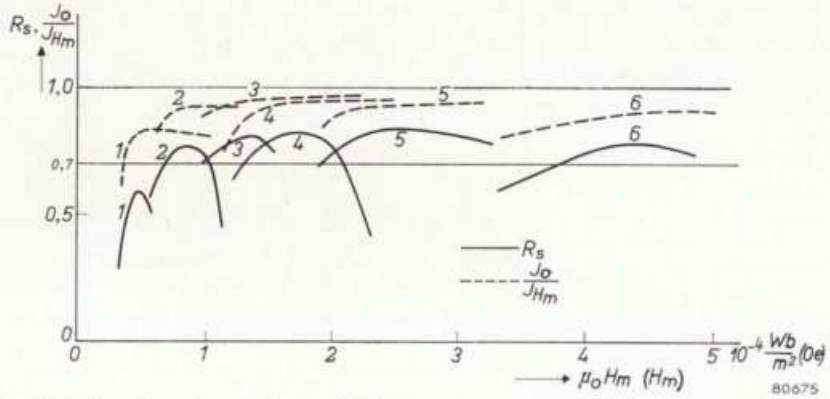



Fig. 11. De verhoudingen $R_s$ en $J_0/J_{H_m}$, voor een aantal ferrieten van tabel II, als functie van $H_m$.

$H_m$. Men ziet dat, naarmate de veldsterkte waarbij $R_s$ maximaal is kleiner wordt, $R_s$ veel meer van $H_m$ gaat afhangen. In dezelfde figuur is ook het quotient $J_0/J_{H_m}$ als functie van $H_m$ gegeven. Men kan zeggen dat het optimale veld voor $R_s$ practisch hetzelfde is als voor $J_0/J_{H_m}$.

## Speciale eigenschappen

Bij vele toepassingen van de ferrieten met rechthoekige hysteresislus eist men ook een geringe temperatuurafhankelijkheid en grote stabiliteit van de materiaalconstanten $(R_s)_{max}$ en $(J_0/J_{H_m})_{max}$. We zullen deze afhankelijkheid in het volgende summier behandelen.

### *Invloed van de temperatuur op $(R_s)_{max}$*

Onder de afhankelijkheid van de grootheid $(R_s)_{max}$ van de temperatuur kan men verschillende zaken verstaan. Wij hebben als temperatuurtraject gekozen 20-60 °C. In dit gebied bepaalt men dan ook $R_s$, en wel bij zodanige $H_m$ dat $R_s$ bij 40 °C gelijk is aan $(R_s)_{max}$. De aldus verkregen waarden zijn in *fig. 12* voor enkele ferrieten uitgezet als functie van de temperatuur. Men kan bij elke temperatuur (behalve 40 °C) wel een lus vinden die rechthoekiger is, beantwoordend aan een andere waarde van $H_m$, echter is gebleken dat de spreiding in $(R_s)_{max}$ over een zeker temperatuurgebied het geringst is voor de lussen die behoren bij het optimale veld $H_m$ dat behoort bij de gemiddelde temperatuur (40 °C) van het gebruiksgebied.

### *Stabiliteit van de hysteresislus*

In *fig. 13* is een ideale rechthoekige hysteresislus getekend. Het is duidelijk dat, als men deze lus enige malen doorlopen heeft en bijv. eindigt bij de waarde $H = H_m$, men zich bevindt in punt $I$ van het diagram. Laat men $H$ de waarde nul aannemen, dan wordt het punt $II$ bereikt. Een stroomimpuls die $H$ doet afnemen tot $-\frac{1}{2}H_m$, brengt ons in punt $III$, en als daarna weer $H = 0$ wordt, bevindt het materiaal zich wederom in de toestand $II$. Bij het gebruik dat van het materiaal gemaakt wordt, zal

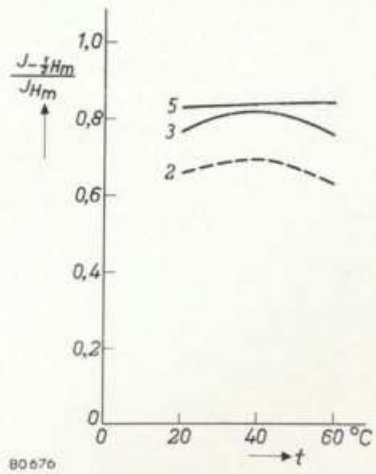



Fig. 12. De verhouding $R_s$ als functie van de temperatuur voor drie ferrieten, in tabel II genummerd 2, 3 en 5.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



het voorkomen dat de cyclus *II-III-II* vele malen doorlopen wordt voordat er een impuls ter grootte $-H_m$ verschijnt die het materiaal brengt in de toestand $I'$ en vervolgens in $II'$ en die dus de magnetisatie van teken doet omkeren.

Men kan zich afvragen in hoeverre het niet-ideale materiaal waar men in de practijk mee te doen heeft, dit gedrag benadert. De hysteresislus welke behoort bij optimale rechthoekigheidsverhouding, is daarom voor een practisch voorkomend materiaal voor de helft weergegeven in *fig. 14*. Het punt *I* is gemeten nadat het veld $H_m$ meermalen van teken had gewisseld. Schakelt men $H_m$ uit, dan meet men punt *II*. Een tegengesteld veld $-\frac{1}{2}H_m$ geeft punt *III*. Wordt nu dit veld op zijn beurt uitgeschakeld, dan blijkt dat men daarna terecht komt in een punt *IV*, dat lager ligt dan punt *II*. Er is nu nagegaan in hoeverre de punten *I* tot en met *IV* veranderen, als de weg *I-II-III-IV* meermalen wordt doorlopen. Als voorbeeld diende daarbij het ferriet No. 2 van tabel II. Het bleek dat de inductie in punt *I*, nadat de kleine lus *I-II-III-IV* vele malen is doorlopen, minder dan 1% daalt. Het

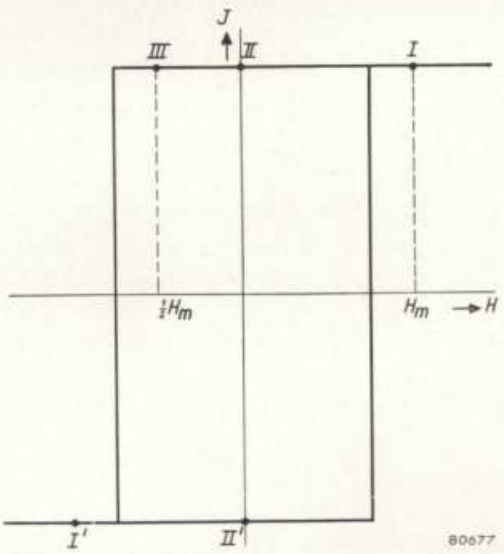



Fig. 13. Ideale rechthoekige hysteresislus.

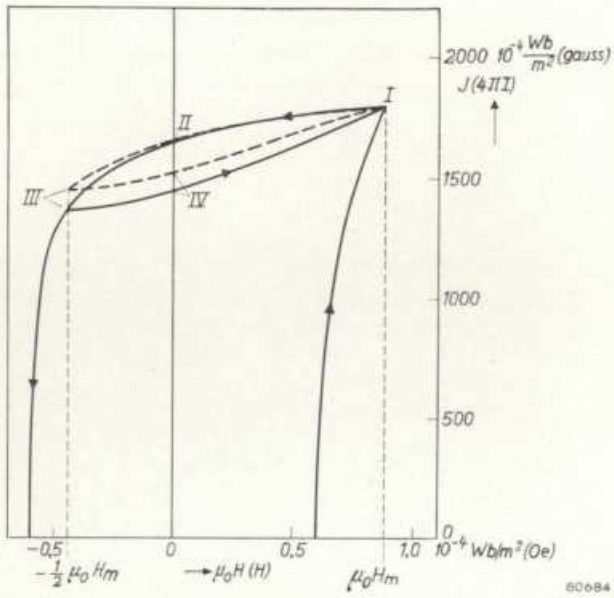



Fig. 14. Hysteresislus van ferriet No. 2 (zie tabel II), indien het traject $H = H_m$ tot $H = -\frac{1}{2}H_m$ herhaaldelijk wordt doorlopen.

punt *II* blijft binnen de meetfout constant. Punt *III* stijgt; de bijbehorende inductiewaarde kan meer dan 5% toenemen. Ook punt *IV* stijgt aanzienlijk. Ten slotte wordt de kleine lus beschreven die in fig. 10 gestreept is getekend. Het zal duidelijk zijn dat dan ook de rechthoekigheidsverhouding $R_s$ niet is afgenomen, maar zelfs iets is gestegen, in dit geval van 0,76 tot 0,81.

**Samenvatting.** Voor bepaalde doeleinden (rekenmachines, schakelelementen) heeft men magneetkernen nodig van zacht magnetisch materiaal (dus met kleine coërcitiefkracht) met nagenoeg rechthoekige hysteresislus. Ferrieten zijn daarvoor geschikt en hebben bovendien het voordeel bij snelle veldvariaties geringe wervelstroom- en andere verliezen en dus een snelle responsie te vertonen. De vorm van de hysteresislus wordt bij ferrieten bepaald door de aard van de anisotropieën die de magnetisatievectoren richten (kristal-, spannings- en vormanisotropie). Van voordeel is een grote kristalanisotropie (en daarmee gepaard gaande kleine aanvangspermeabiliteit $\mu_i$), echter niet zo groot dat de coërcitiefkracht daardoor te grote waarden zou aannemen. Om de andere anisotropieën klein te houden, moeten spanningen en poriën vermeden worden. Een aantal geschikte en voor de genoemde doeleinden speciaal ontwikkelde ferrieten worden beschreven en hun eigenschappen in een tabel weergegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# EEN ZAKDOSIMETER VOOR RÖNTGEN- EN GAMMASTRALING MET INGEBOUWDE LAADINRICHTING

door N. WARMOLTZ en P. P. M. SCHAMPERS. 621.386.82 : 539.16.08

*Ter bepaling van de dosis $\gamma$- of röntgenstraling waar iemand gedurende een bepaalde tijd aan blootgesteld is geweest, gebruikt men vaak een klein model ionisatiekamer, gecombineerd met een electroscoop, welke, na lading door middel van een gelijkspanningsbron van enige honderden volts, door de betrokken persoon in de zak gedragen kan worden.*

*De straling veroorzaakt een met de dosis evenredige ontlading van het apparaat, die afleesbaar is aan de electroscoop door middel van een kijkertje. Dank zij de vooruitgang van de glastechniek is het mogelijk geworden deze zakdosimeters geheel vacuumdicht te construeren en geschikt te maken voor hogere spanningen, waardoor grotere uitslagen mogelijk worden, zodat de afleeskijker vervallen kan. Deze constructie blijkt bovendien zeer geschikt voor het inbouwen van een electrostatische laadinrichting, zodat geen batterijen nodig zijn en het apparaat onder alle omstandigheden, zelfs onder water, bruikbaar is.*

## Ioniserende straling

### *Het effect op levende materie*

Nu behalve de reeds lang voor verschillende doeleinden toegepaste röntgenstralen, door de op uitgebreide schaal plaatsvindende productie van kunstmatige radioactieve stoffen, ook andere ioniserende stralingen, zoals $\gamma$-stralen, in steeds grotere mate met vroeger onvoorstelbaar hoge intensiteiten worden opgewekt, gaan de problemen verbonden met hun inwerking op het levende organisme meer en meer de aandacht vragen. Een belangrijk onderwerp vormt daarbij de meting van de dosis waaraan mensen zijn blootgesteld. Alvorens hier nader op in te gaan, willen wij in grote trekken memoreren hoe de inwerking van deze stralingen op biologische objecten plaatsvindt en hoe men in verband met deze werking een maat voor de dosis der bestraling heeft vastgesteld.

Geladen deeltjes, zoals $\beta$- en $\alpha$-straling, protonen en splitsingsproducten, die de materie treffen, veroorzaken rechtstreeks ionisatie en ook aanslag en dissociatie van moleculen. Zij doorlopen in het object een zekere weg, die o.a. afhangt van hun energie, massa en lading en de aard van het materiaal. Bij de heden ten dage meest voorkomende energieën zijn in biologisch weefsel de indringingsdiepten betrekkelijk gering, van de orde van onderdelen van millimeters tot enkele cm voor de zeer harde $\beta$-stralen.

Röntgen- en $\gamma$-quanta (fotonen) ioniseren in tegenstelling hiermede slechts weinig direct. De hierbij gevormde snelle electronen hebben echter, evenals de $\beta$-stralen, wèl een groot ioniserend vermogen en veroorzaken op deze manier secundair ionisatie, aanslag en dissociatie.

De kans dat deze electromagnetische quanta geabsorbeerd worden, is aanzienlijk kleiner dan bij de eerstgenoemde deeltjes, zodat zij in de regel na enige absorptie en strooiing het object ook weer verlaten. Zo geldt bijv. voor $\gamma$-stralen met een energie van 1 MeV in water een lineaire verzwakkingscoëfficient van $0{,}07\ \mathrm{cm}^{-1}$, dwz. dat een laag van ongeveer 14 cm water de straling tot op ongeveer $^1/_3$ deel verzwakt.

Snelle neutronen ioniseren, aangezien zij zonder lading zijn, langs indirecte weg, doordat zij bij botsing met lichte kernen aan deze een belangrijk deel van hun energie overdragen, waardoor deze kernen in staat zijn in het weefsel ionen te vormen. Langzame neutronen kunnen dit niet meer, doch veroorzaken in bepaalde stoffen gemakkelijk kernreacties, waarbij ioniserende deeltjes ontstaan. Het doordringend vermogen van snelle neutronen is in zware stoffen zeer groot en wordt, naarmate de materialen lichtere atomen bevatten, steeds kleiner.

### *Meting van de dosis*

Wil men de invloed der straling op biologische objecten bestuderen, dan heeft men in de eerste plaats behoefte aan een maat voor de straling. Wij zullen laten zien hoe deze gekozen is.

In verband met de hierboven reeds vermelde processen van ionisatie, aanslag en dissociatie, is het duidelijk dat het volledige proces in biologisch weefsel zeer ingewikkeld is en dan ook zeker nog niet geheel overzien wordt. Het is echter in de loop van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



vele onderzoekingen gebleken dat de geabsorbeerde energie een maat kan vormen voor de inwerking der straling en met name ook voor de weefselbeschadigende werking. Aangezien het in de regel ondoenlijk is om de energie-absorptie in het weefsel direct te meten, heeft men naar andere middelen gezocht om deze te weten te komen. Een voor directe meting toegankelijke grootheid is de ionisatie door de straling in een zeker volume lucht (eventueel in een ander gas). Aangezien de energie voor het vormen van één ionenpaar bekend is (32,5 eV), kan men dan de in de lucht geabsorbeerde energie berekenen. Om nu de in het weefsel geabsorbeerde energie te vinden, moet men rekening houden met de aard van het weefsel en van de straling, en met de afmetingen van object en bundel.

Voor een groot gebied van golflengten der röntgen- en $\gamma$-straling kan men de in het weefsel geabsorbeerde energie berekenen door de overeenkomstige waarde in lucht te vermenigvuldigen met de verhouding der röntgenabsorptiecoëfficienten van weefsel en lucht [1]). Als eenheid van dosis voor röntgen- en $\gamma$-straling wordt de röntgen gebruikt; één röntgen is een zodanige hoeveelheid röntgen- of gammastraling, dat de per 0,001293 gram lucht (1 cm$^3$ van 1 atm en 0 °C) erdoor teweeg gebrachte corpusculaire emissie ionen vormt met een totale lading van één electrostatische eenheid van beiderlei teken. De energie-absorptie in de lucht bedraagt voor 1 röntgen (r) 84 erg per gram lucht.

Men moet vooral in het oog houden dat het aantal röntgens uitsluitend een maat is voor de röntgenbestraling op een bepaald punt, en wel door haar ioniserende werking indien ter plaatse lucht aanwezig zou zijn. Het is er onafhankelijk van, welke materie in feite ter plaatse aanwezig is. In een groot golflengtegebied is zij echter tevens maatgevend voor de uitwerking der straling. Voor biologische weefsels blijkt nl. de geabsorbeerde energie per röntgen weinig te variëren; voor het meest belangrijke spier- en ander zacht weefsel is de energie-absorptie voor alle golflengten 80 tot 100 erg per gram per röntgen. Voor sommige weefsels kunnen bij betrekkelijk zachte stralen lagere waarden (in vet tot 50 erg per gram per röntgen) en aanzienlijk hogere waarden (in bot tot 500 erg per gram per röntgen) voorkomen.

In principe neemt men voor de meting in röntgens een met lucht gevulde kamer met twee electrodes waartussen men een spanning aanlegt; met een gevoelig instrument wordt direct of indirect de ionisatiestroom gemeten bij bestraling [2]).

Voor $\beta$-deeltjes en andere stralingen waarvoor de röntgen niet goed bruikbaar is en waarop formeel de definitie van de röntgen ook niet toepasselijk is, heeft men een andere grootheid ingevoerd, nl. de „geabsorbeerde dosis", waarvan de eenheid de „rad" is. Onder „geabsorbeerde dosis" verstaat men de hoeveelheid energie die door ioniserende stralen aan een stof per eenheid van massa op een bepaalde plaats door ioniserende deeltjes wordt overgedragen. Eén „rad" is een geabsorbeerde dosis van 100 erg per gram. Voor röntgenstralen is de rad ook toepasselijk.

Terwijl de werking van een zekere straling op het organisme in het algemeen bepaald wordt door de dosis in röntgens of in rads, is het niet zo dat gelijke doses in rads van verschillende stralingen dezelfde biologische uitwerking hebben. Door de ingewikkeldheid van het proces kan hiervoor niet direct de oorzaak aangegeven worden; zeker is het echter wel dat dit samenhangt met ruimtelijke verschillen in ionisatiedichtheid.

Zo geeft bijv. een $\alpha$-deeltje dat dezelfde totale ionisatie veroorzaakt als een $\beta$-deeltje, langs zijn kortere baan een veel grotere opeenhoping van ionen dan dit laatste deeltje. Ook splitsingsproducten en terugstootkernen van neutronen geven een zeer dichte ionisatie vergeleken met het $\beta$-deeltje, dus ook vergeleken met röntgen- en $\gamma$-straling. Het resultaat van de dichtere ionisatie is soms een verhoogde, soms een kleinere biologische werking.

Er bestaat dan ook nog een andere eenheid, de „rem". Een dosis in rems is gelijk aan de dosis in rads vermenigvuldigd met de bij het bepaalde geval behorende relatieve biologische werking. De toelaatbare bestraling is in het algemeen vastgesteld als een aantal rems per week. Voor röntgen- en $\gamma$-stralen is per definitie de relatieve biologische werking gelijk 1, zodat het aantal toelaatbare rads gelijk is aan het aantal toelaatbare rems. Bij röntgen- en $\gamma$-stralen ziet men voor beschermingsdoeleinden, waarvoor de grootte der hoogste toelaatbare dosis toch niet nauwkeurig bekend is, af van het feit dat, zoals reeds eerder werd vermeld, de geabsorbeerde energie in weefsels per röntgen onder bepaalde, in het algemeen niet belangrijke, omstandigheden vrij veel van 1 rad kan afwijken, en stelt men 1 röntgen aequivalent met 1 rad.

Men kan röntgen- en $\gamma$-straling ook meten met een daarvoor geschikte Geiger-Müller-teller, kristalteller of scintillatieteller, en het resultaat uitdrukken in aantallen geregistreerde deeltjes per oppervlakteeenheid en per tijdseenheid. Indien dan nog de gevoeligheid van de teller en de energieverdeling van de straling bekend zijn, kan de dosis in röntgen berekend worden.

Een andere veelvuldig toegepaste methode van dosismeting berust op de zwarting van een fotografische plaat. Ook wordt de laatste tijd het verkleuren of fluorescerend worden van bepaalde kristallen en glazen voor de meting van een grote dosis gebruikt.

[1]) Men zie voor een uitvoerige beschouwing van deze effecten en de nauwkeurige meting het artikel van W. J. Oosterkamp in Appl. sci. Res. **B 3**, 100, 1953 en **B 3**, 477, 1954.

[2]) Men zie bijv. de publicatie van J. van Hengel en W. J. Oosterkamp in Philips techn. T. **10**, 338-346, 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



*Toelaatbare dosis*

Het is reeds lang geleden gebleken dat het blootgesteld geweest zijn aan röntgen- of $\gamma$-stralen in meerdere of mindere mate beschadiging van het organisme veroorzaakt. Met toenemende dosis vergert de beschadiging, van niet direct waarneembare veranderingen via een zich herstellende lichte storing in het bloedbeeld tot een zware beschadiging van essentiële organen, die de dood ten gevolge kan hebben. Hetzelfde geldt voor de andere stralingen, waarbij de minder doordringende hun werking tot de huid en het onderliggende weefsel beperken, wat evenwel op den duur even ernstige gevolgen kan hebben.

In verband met het toenemende gebruik in wetenschap en techniek van apparaten en stoffen die genoemde stralingen uitzenden, is het gewenst een overzicht te hebben van toelaatbare doses. Daartoe heeft de International Commission on Radiological Protection de in *tabel I* aangegeven bovenste grenzen aanbevolen voor de stralendoses die bij levenslange bestraling van het gehele lichaam toelaatbaar geacht kunnen worden.

**Tabel I.** Toelaatbare dosis bij een bestraling van het gehele lichaam.

| | Röntgen- of $\gamma$-straling | Andere ioniserende stralen |
|---|---|---|
| In de bloedvormende organen, de gonaden en de ogen . . . . | 0,3 r of rad per week | 0,3 rem per week |
| In de basislaag van de epidermis . . . | 0,6 r of rad per week | 0,6 rem per week |

Voor alleen de handen met de onderarmen, de voeten met de enkels of het hoofd met de hals, wordt 1,5 r per week toegelaten, waarbij de ogen zodanig beschermd moeten zijn dat de dosis die zij ontvangen, de 0,3 r per week niet te boven gaat.

Aangezien men bij $\alpha$- en $\beta$-stralen en protonen meestal gemakkelijk maatregelen kan nemen waardoor deze het lichaam niet bereiken (handschoenen), zijn de gegeven waarden in de eerste plaats belangrijk bij het werken met röntgen- en $\gamma$-stralen en neutronen. $\alpha$-stralen uitzendende stoffen zijn daarentegen bijzonder gevaarlijk indien zij via neus of mond in het lichaam opgenomen worden.

Alle getallen zijn opgegeven per week. Men maakt er geen verschil tussen of gedurende dit interval van een week de dosis het resultaat is van een korte bestraling met grote doseringssnelheid of een continue bestraling met geringe doseringssnelheid. De werking van de straling op het organisme is accumulerend; na verloop van tijd treedt echter wel een gedeeltelijk herstel op.

Ten slotte vermelden wij in *tabel II* globaal het effect met een grote dosis van $\gamma$-straling die gegeven wordt in een korte tijd, bij bestraling van het gehele lichaam.

**Tabel II.** Effect van een kortstondige grote dosis $\gamma$-straling op het gehele lichaam.

| | |
|---|---|
| 0- 25 r : | geen waarneembaar letsel. |
| 25- 50 r : | veranderingen in het bloedbeeld, geen ernstig letsel. |
| 50-100 r : | veranderingen in de bloedcellen, enig letsel. |
| 100-200 r : | ernstig letsel. |
| 200-400 r : | zeer ernstig letsel, eventueel dodelijk. |

**Zakdosimeters voor beschermingsdoeleinden**

Om te constateren in hoeverre men bovengenoemde grenzen dreigt te overschrijden, moet men met een van de gebruikelijke instrumenten waarmede de doseringssnelheid, dwz. de dosis per tijdseenheid (sec), gemeten kan worden, een idee van de situatie waarin men werkt, gekregen hebben en daardoor ongeveer weten dat men de voor een week toelaatbare dosis normalerwijze niet zal overschrijden. Aangezien men op deze wijze niet de gehele dag door juist daar waar men zich bevindt, de doseringssnelheid kan meten, en deze in de regel op ieder ogenblik anders is, kan men een zakdosimeter, waarop men na een dag of week de totale ontvangen dosis afleest, bij zich dragen. Een toevallige intensiteitstoeneming van korte duur meet men op deze wijze mede.

Bij eng begrensde bundels moet men zich goed rekenschap geven van de situatie, opdat het niet voorkomt dat een bundel wel een lichaamsdeel treft en niet de dosimeter.

De gebruikelijke zakdosimeters bestaan uit een zeer goed geïsoleerd opgesteld electrometersysteem, dat men door middel van een batterij of andere voedingsbron van circa 200 volt laadt. De stand leest men af met een kleine microscoop. Het electrometersysteem is geplaatst in een geleidend huis, dat tevens de met lucht van 1 atm gevulde ionisatiekamer vormt. De straling vormt daarin een met de doseringssnelheid overeenkomend aantal ionen per seconde. Het gedurende de waarnemingstijd gevormde totale aantal ionen bepaalt de ontlading van het systeem. In de regel is de verplaatsing van de electrometerblaadjes hiermee evenredig. Deze leest men dan af op het schaaltje van een kijker, dat geijkt is in röntgen. Een bestaand type heeft een gevoeligheid van 0,5 r voor de volle uitslag, terwijl zonder bestraling de aanwijzing slechts 1 à 2% per 24 uur verloopt. Voor het meten van een grotere dosis bouwt men goed geïsoleerde

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



condensatoren in; zo kan men volle uitslag verkrijgen bij 100 r. *Fig. 1* toont een schets van een dergelijk apparaat.

Een eenvoudige, in het instrument ingebouwde, laadinrichting zou de mogelijkheid openen voor het gebruik als doseringssnelheidsmeter, waarbij men dan de tijd die nodig is voor het ontladen over een zeker aantal schaaldelen, kan bepalen door te tellen.

Hoewel de kwaliteit niet is als die der voor dit doel gebruikelijke instrumenten, zou men op deze wijze toch een zeer eenvoudige en goedkope doseringssnelheidsmeter hebben. Bij een apparaat van 0,2 r volle schaaluitslag zou dan gemakkelijk in 10 seconden een doseringssnelheid van 72 röntgen per uur gemeten kunnen worden. Door gedurende 1 minuut te meten en bijv. 20 % van de schaal te gebruiken, komt men al tot ongeveer 2 r per uur. Grotere doseringssnelheden, tot vele honderden röntgen per uur, zijn nog met hetzelfde apparaat meetbaar. Wel zou men, om het herhaaldelijk aflezen onder alle omstandigheden gemakkelijk te maken, de kijker willen laten vervallen.

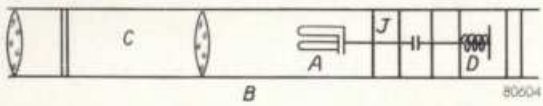



Fig. 1. Principeschets van een veel gebruikt type zakdosimeter. *A* is het gevoelige systeem, *B* het huis, *C* de microscoop, *D* het laadcontact en *J* de isolator.

In deze geest hebben C. C. en T. Lauritsen een eenvoudige zakdosimeter met ingebouwde laadinrichting ontworpen [3]).

Het instrument bestaat uit een electrostatische meter met een wijzer, die bevestigd is aan een gelagerde as. Het heeft een ingebouwde laadinrichting, die berust op de wrijving van twee vaste stoffen. De grootte is ongeveer die van een pakje sigaretten. Het is wel vochtdicht maar niet vacuumdicht, de vulling is dus lucht van 1 atm. Het apparaat dient als dosimeter en ook als doseringssnelheidsmeter.

*Een nieuwe constructie*

Uitgaande van bovengenoemde overwegingen en van de wens om een geheel vacuumdicht apparaat te maken, zodat de ionisatiekamer met een gassoort en een gasdruk naar keuze gevuld kan worden, waardoor zeer uiteenlopende gevoeligheden kunnen worden bereikt, zijn wij gekomen tot de hieronder beschreven constructie, die bovendien het voordeel heeft weinig kostbaar te zijn en zonder bezwaar in de zak te kunnen worden gedragen; zie *fig. 2*.

[3]) C.C. en T. Lauritsen, Science **112**, 137, 1950.

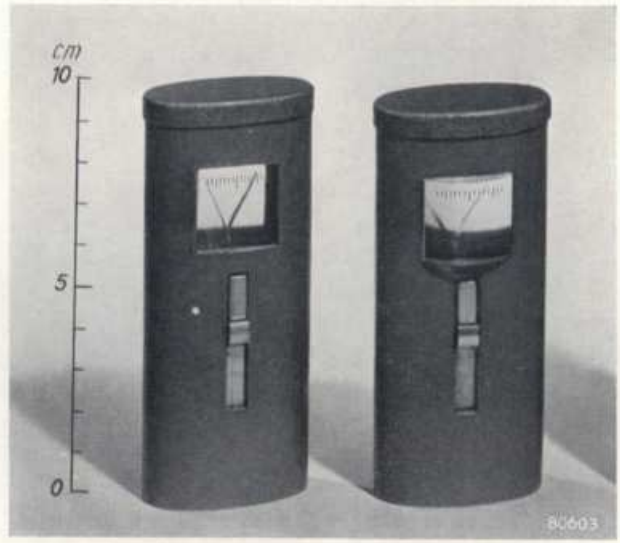



Fig. 2. De zakdosimeter met ingebouwde laadinrichting; links zonder, rechts met vergrotende cylinderlens.

Als electroscoopsysteem is gebruik gemaakt van twee gelijke dunne langwerpige geleidende foelies van een gemakkelijk te bewerken en te monteren materiaal met zodanige eigenschappen dat het eigen gewicht geen noemenswaardige doorbuiging veroorzaakt en er in vacuum ook geen hinderlijke trillingen optreden. De elasticiteit moet zodanig zijn dat het systeem een redelijke uitbuiging vertoont bij matige spanningen. Deze blaadjes zijn aan één zijde gezamenlijk gemonteerd op een zeer goede isolator in de vorm van een staafje of een buisje, zie *fig. 3*. Het geheel lijkt dus zeer veel op de oude goudbladelectroscoop. In de ongeladen toestand staan de blaadjes evenwijdig. Dit systeem is geplaatst in een langwerpige ballon van ovale doorsnede, die gemaakt is van een goed geleidend glas ter vermijding van storende wandladingen. De gevoeligheid bedraagt circa 10 mm uitslag voor 2,5 kV.

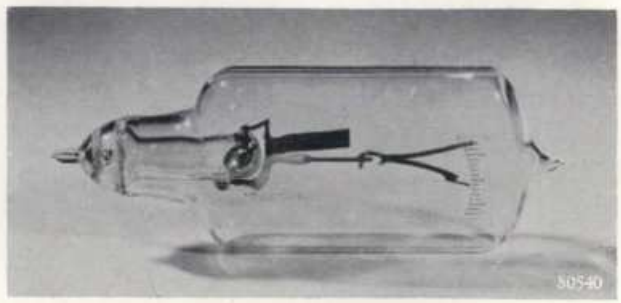



Fig. 3. Het electrostatische systeem van de zakdosimeter.

De isolator is op zijn beurt gemonteerd op het uiteinde van de ingebouwde laadinrichting. Deze laadinrichting bestaat uit een glazen buisje van enige mm diameter ter lengte van enkele cm,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



waarin een druppel kwik heen en weer geschud kan worden. De opgewekte lading kan direct met een contact van het kwik afgenomen worden. Verder bevat het apparaat een schakelaar, die in een bepaalde stand dit contact electrisch in verbinding brengt met het gevoelige systeem. In de geopende positie wordt de schakelaar door een kleine magneet aan de wand vastgehouden, om te verhinderen dat bij het dragen in de zak het systeem door toevallige verbinding met de laadinrichting zou kunnen worden ontladen. Het geheel is vacuumdicht ingesmolten, zodat in de ballon, die in het beschreven geval tevens ionisatiekamer is, een geschikte gasvulling kan worden gebracht.

De ballon is in een huis van aluminium of plastiek opgesloten. Dit bevat het bedieningsmechanisme voor de genoemde magnetische schakelaar en heeft in voor- en achterzijde tegenover elkaar twee vensters voor de aflezing van de electroscoop. Bij de aflezing gebruikt men de blaadjes als meswijzers. In het achterste venster is een gematteerd plaatje aangebracht, waarop eventueel ook de schaalverdeling is gegraveerd. Deze kan men ook aan de voorkant aanbrengen, waarin bij sommige typen een grote, eenvoudige plastieken cylinderlens is aangebracht, waardoor men met beide ogen kijken kan. Dit is gedaan om de aflezing te vergemakkelijken, en om bijv. uit de verte te kunnen aflezen als het apparaat op een laboratoriumtafel staat bij experimenten die op afstand bediend moeten worden. Een stevige clip aan de achterzijde dient om het apparaat in een vest- of borstzak te kunnen dragen.

Om de dosimeter te laden, schuift men de magnetische schakelaar naar beneden en tikt zo nodig even met de platte achterkant op de hand, om de schakelaar, die tegen de glaswand stond, te laten vallen op het contact dat aan het systeem verbonden is. Men kan gemakkelijk zien in welke positie de schakelaar zich bevindt. Nu schudt men de hele electrometer enigszins krachtig in zijn lengterichting in een stand van circa 45° met het horizontale vlak, met het venster naar beneden en de voorkant met de schakelaar boven. Men ziet dan de blaadjes uit elkaar wijken. Wanneer zij de volle uitslag hebben verkregen, schuift men, het apparaat in dezelfde schuine stand houdende, de magneet in de richting naar het venster toe.

Na het laden kan het instrument worden gebruikt hetzij als dosimeter, hetzij als doseringssnelheidsmeter. Indien er geen straling op het apparaat valt, verloopt de uitslag minder dan 1% per 24 uren. Uit schudproeven is gebleken dat bij geschikte keuze van de materialen de laadinrichting met de kwikdruppel vrijwel onbeperkt lang (meer dan 1 millioen malen) kan werken zonder dat de opgewekte spanning vermindert. Hierbij werd het gehele apparaat met het electrometersysteem geschud, zodat dit laatste ook mechanisch voldoende sterk blijkt te zijn. Hetzelfde geldt bij het dragen van het apparaat in de zak. Deze gunstige eigenschap is meestal moeilijk te bereiken bij laadinrichtingen die door wrijving van twee vaste stoffen werken.

De gevoeligheid van een ionisatiekamer wordt voor het grootste deel bepaald door het volume en de aard en de druk van de gasvulling; voor een deel ook door het materiaal van de wand. Door een geschikte keuze van deze grootheden is het mogelijk

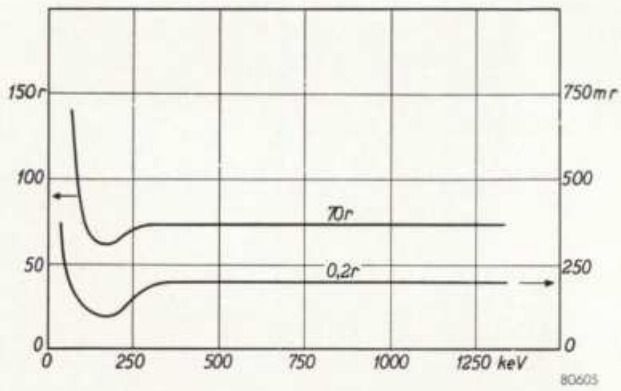



Fig. 4. De gevoeligheid als functie van de hardheid der straling, voor de dosimeters met dosis 0,2 r resp. 70 r voor volle uitslag. (Deze metingen zijn uitgevoerd in samenwerking met de heer E. Harberink, van het Philips-laboratorium te Eindhoven.)

gebleken, dit type stralingsmeter met drie sterk uiteenlopende gevoeligheden te maken, die bovendien ieder niet te zeer van de golflengte der te meten straling afhangen. Zo bedraagt de dosis voor volle uitslag van het gevoeligste type 0,2 röntgen, gemeten met de $\gamma$-straling van cobalt 60 (ongeveer 1,2 MeV). Met afnemende hardheid van de straling blijft de gevoeligheid eerst constant, tot aan ongeveer 300 keV; daarbeneden treedt bij 150 keV een maximum op, waarbij de gevoeligheid twee maal zo groot is als bij 1 MeV. Bij 75 keV is de oorspronkelijke waarde weer bereikt, en voor nog zachtere stralingen doet de absorptie van de wand de gevoeligheid afnemen. Bij 50 keV is deze nog circa 60% van de oorspronkelijke waarde; zie *fig. 4*.

De oorzaak van de toenemende gevoeligheid voor de zachtere straling is gelegen in het feit dat men niet geheel en al met lucht aequivalente materialen voor de constructie kan gebruiken, waardoor de foto-electrische röntgenstralenabsorptie reeds bij 100 à 200 keV een belangrijke rol gaat spelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Bij dit type is hoofdzakelijk gedacht aan de beveiliging van laboratoriumpersoneel. De toegelaten dosis van 0,3 r per week is hiermede gemakkelijk vast te stellen.

Bij het tweede type komt de volle schaaluitslag overeen met 70 röntgen. Zoals fig. 4 laat zien, is bij dit instrument de gevoeligheid slechts zeer weinig afhankelijk van de golflengte. In het maximum bij 150 keV is zij slechts met 15% toegenomen. Bij 75 keV gaat de wandabsorptie een toenemende rol spelen. Deze onafhankelijkheid van de golflengte is bereikt door het gebruik van een ingebouwde afzonderlijke ionisatiekamer.

Het derde type gaat tot 250 röntgen bij volle uitslag. In het maximum is de gevoeligheid circa een factor 2 groter dan bij 1 MeV. Door de lage druk en de grote veldsterkte zal bij dit laatste type niet gauw verzadiging van de ionenstroom optreden. Dit kan van voordeel zijn bij het meten van een flitsdosis. Dit type is ook geschikt te maken voor nog hogere doses.

Van alle typen is de isolatie zodanig dat in een maand de ontlading zonder bestraling slechts enkele procenten of minder bedraagt.

*Andere toepassingen*

Ten slotte vertoont *fig. 5* een enkele electroscoop zonder laadinrichting. De ballon is weer van goed geleidend glas gemaakt, behalve de lange hals, waaraan het systeem ingesmolten is. Deze is goed isolerend en bedekt met een waterafstotende stof, waardoor het systeem lang zijn lading behoudt.

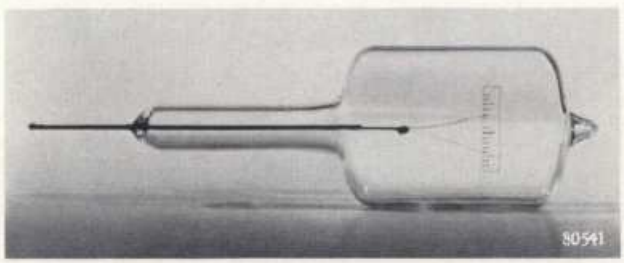



Fig. 5. Electroscoop voor experimentele en onderwijsdoeleinden.

Het apparaat is onafhankelijk van de vochtigheid der lucht, daar het vacuumdicht is. De gevoeligheid bedraagt 2,5 kV voor de volle uitslag van 10 schaaldelen. Door de keuze van een zwaarder systeem kan men een veel kleinere gevoeligheid verkrijgen.

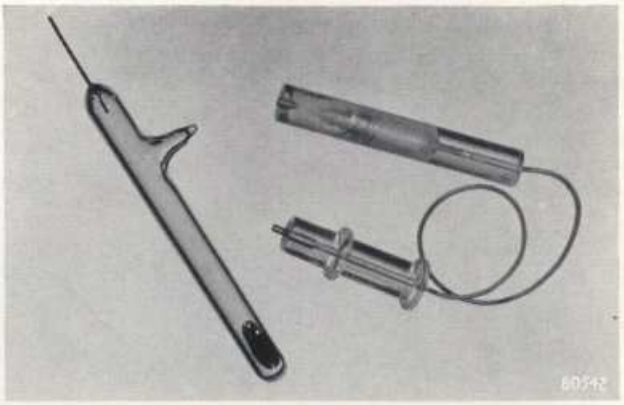



Fig. 6. Laadinrichting afzonderlijk, in twee uitvoeringen. De bereikbare spanning bedraagt ongeveer 3 kV, zonder stroomafneming.

Door aantikken tegen of naderen tot een voorwerp kan men eenvoudig laten zien of dit al of niet geladen is. Ook is de electroscoop gemakkelijk in een opstelling te bevestigen daar waar men de spanning wil meten. Wij menen daarom dat dit apparaat onder meer geschikt kan zijn voor het gebruik bij het onderwijs, temeer daar het beeld van het systeem gemakkelijk vergroot te projecteren is.

De laadinrichting zelf is ook bruikbaar voor demonstratieproeven, zie *fig. 6*. Hiervoor komt de lange glazen buis met kwikdruppel en ingesmolten contact het meest in aanmerking: een spanning van 3 kV is ermede te bereiken. Heftig schuddende kan men een stroom van enkele tienden μA opwekken. Het andere model, met flexibele aansluiting, is geschikt voor het laden van het vulpentype zakdosimeter.

**Samenvatting.** Nadat de werking van de verschillende soorten ioniserende stralingen op biologisch weefsel in het kort is gememoreerd, worden de grondslagen der dosimetrie besproken. De toelaatbare dosis onder verschillende omstandigheden en het effect van sterke bestraling worden beschouwd.

De bestaande typen zakdosimeters worden in het kort beschreven, waarna een nieuwe constructie, zonder afleeskijker en met ingebouwde laadinrichting, uitvoeriger besproken wordt. Het geheel bevindt zich in een vacuumdichte ballon van geleidend glas, die in een aluminium huis gemonteerd is. Door de afmetingen en de gasdruk geschikt te kiezen, kan men de volle schaaluitslag verkrijgen bij een dosis van 0,2 r, 70 r, 250 r, of een nog grotere. De ontlading zonder bestraling is zeer veel minder dan 1% per etmaal. De laadinrichting bestaat uit een glazen buisje waarin zich een kwikdruppel bevindt. Door middel van een magnetisch bediende schakelaar wordt zij tijdens het laden verbonden met het gevoelige systeem. Dit laden geschiedt door het apparaat enige malen te schudden, met het electrometersysteem naar beneden.

Ten slotte wordt nog gewezen op de toepassingsmogelijkheid voor demonstraties, bijv. bij het onderwijs, van de afzonderlijke electroscoop en het laadsysteem.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# SCHAKELINGEN VOOR HET BEPROEVEN VAN THYRATRONS

## II. LEVENSDUURPROEVEN BIJ GROTE COMMUTERINGSFACTOR

door M. W. BROOKER *) en D. G. WARE *).

621.387:621.385.38

*In deel I van het onderhavige artikel hebben de auteurs een „fopschakeling" beschreven waarmee de roosterstroom van thyratrons onder volle belasting kan worden gemeten, zonder dat (bij buizen voor groot vermogen) het net zwaar wordt belast.*

*In deel II, dat hieronder volgt, worden de factoren beschouwd waarvan onder practische omstandigheden het „verdwijnen" van het gas afhangt. De belangrijkste van deze factoren zijn samen te vatten in een karakteristieke eigenschap van de schakeling, welke eigenschap bekend staat als de „commuteringsfactor". Levensduurproeven met thyratrons voor industrieel gebruik (bijv. electronische regeling van motoren), waarbij de commuteringsfactor aanzienlijke waarden kan aannemen, dienen zo te zijn ingericht dat deze omstandigheid wordt nagebootst. Ook dit vraagstuk is opgelost door het gebruik van een fopschakeling, die in dit geval zo is ontworpen dat de buis zeer streng wordt beproefd.*

### De oorzaken waardoor in een thyratron gas „verdwijnt"

De maximale gasdruk die men in een thyratron, bij gegeven electrodeconfiguratie, kan toepassen, is bepaald door de hoogste spanning die de buis moet kunnen verdragen: hoe hoger de gasdruk, des te lager de doorslagspanning van de buis. Aan het leven van de buis kan echter, als men uitgaat van een zeer lage gasdruk, voortijdig een eind komen, doordat het gas geneigd is te „verdwijnen" [1]). Men is nog niet helemaal achter het mechanisme van dit verdwijnen, maar algemeen wordt aangenomen dat het wordt veroorzaakt doordat gasionen de electrodes treffen met een zodanige energie dat ze een eindweegs in het materiaal doordringen en aldaar gevangen worden. Tijdens één periode van de aangelegde wisselspanning is er in een thyratron twee maal een situatie waarin ionen van grote energie kunnen ontstaan:

1) gedurende de ionisatietijd van de buis, indien de anodespanning bij het ontsteken hoog is, en
2) onmiddellijk nadat de anodestroom nul is geworden, indien de anodespanning dan snel negatief wordt.

Wij zullen deze twee situaties nu nader beschouwen.

*) Mullard Radio Valve Co., Ltd., Mitcham, Engeland.

[1]) Dit geldt natuurlijk alleen voor buizen waarin geen vloeibare phase — zoals kwik — aanwezig is, die door verdamping het door verdwijnen ontstane tekort kan aanvullen. Voor vele toepassingen echter weegt dit voordeel van kwik niet op tegen het nadeel dat de druk van de (verzadigde) damp sterk toeneemt met de omgevingstemperatuur, hetgeen aan deze temperatuur een strenge bovengrens stelt. In zulke gevallen hebben daarom thyratrons met een gasvulling zonder vloeibare phase dikwijls de voorkeur. Als vulgas wordt gewoonlijk een edelgas gebruikt, en in bijzondere gevallen waterstof.

### *Verdwijning van gas gedurende de ionisatietijd*

Wanneer men op een kathodestraaloscillograaf de spanning waarneemt die over een thyratron staat, heeft het oscillogram, indien de buis wordt ontstoken bij de top van de wisselspanning, de gedaante van de in *fig. 1* getekende kromme. Is de frequentie van de wisselspanning 50 Hz, dan verloopt tussen de punten *A* en *D* een tijd van 10 milliseconden. Het gedeelte *BC* zal verticaal lijken en slechts zwak zichtbaar zijn, wat erop wijst dat de buis zeer snel van de niet-geleidende in de geleidende toestand overgaat. Voor het meten van de tijd die tussen de punten *B* en *C* verloopt, is een ingewikkelde apparatuur nodig. Deze tijd heet de ionisatietijd van de buis; hij hangt af van de grootte van de anode- en de roosterspanning. Een met xenon gevulde buis kan de vrij lange ionisatietijd van 0,5 μs hebben bij een anodespanning van 100 V indien het rooster niet meer dan 10 V positief wordt gemaakt, maar bij 500 V anodespanning is de ionisatietijd nog maar

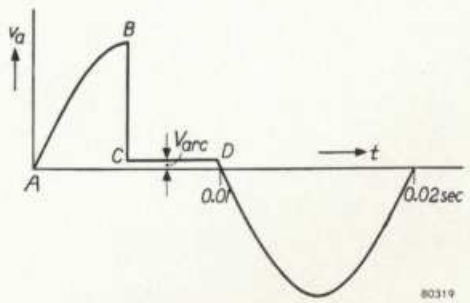



Fig. 1. Verloop van de anodespanning $v_a$ van een thyratron dat wordt ontstoken bij de top van de wisselspanning (frequentie 50 Hz). Het ionisatieproces veroorzaakt een zeer snelle spanningsdaling (van *B* naar *C*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



0,1 μs, en maakt men dan bovendien het rooster 50 V positief, dan kan dit de ionisatietijd terugbrengen tot 0,01 μs [2]).

Indien men het verloop van de anodespanning kon waarnemen gedurende de eerste microseconde na het ontsteken, zou men krommen zien als die van *fig. 2*. Tussen $t_0$ en $t_1$, een interval van bijv. 0,1 μs, worden een aantal positieve ionen met grote

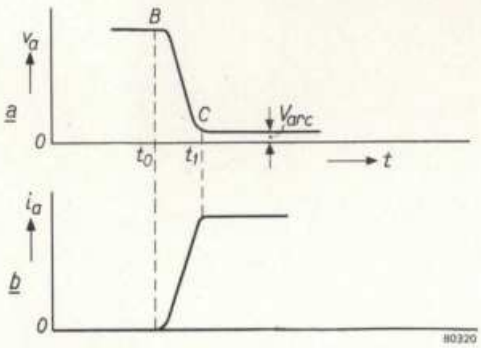



Fig. 2. *a*) Het traject *BC* van de kromme van fig. 1, horizontaal uitgerekt om het geleidelijk dalen van de spanning tijdens de ionisatie te laten zien. *b*) Het overeenkomstig aangroeien van de anodestroom $i_a$.

energie gevormd. Deze ionen worden versneld in de richting van negatief geladen oppervlakken, in het bijzonder van de kathode. Bij botsing met een metaal- of glasoppervlak hebben de ionen een zekere waarschijnlijkheid, door het oppervlak heen te dringen en binnen in het materiaal gevangen te worden. Deze waarschijnlijkheid is groter naarmate de energie van het ion groter is [3]).

Het lijkt daarom waarschijnlijk dat het verdwijnen van gas afhangt van de wijze van roosterexcitatie, want deze heeft immers invloed op de ionisatietijd. Men mag verwachten dat ontsteken door middel van impulsen gepaard zal gaan met een langzamer verdwijnen van gas dan andere manieren van roosterbesturing, en dus gunstig zal zijn. De practijk bevestigt deze verwachting.

*Gasverdwijning tijdens de ontionisatie*

Vanaf het ogenblik waarop de stroom door een thyratron nul is geworden, duurt het nog een aanmerkelijke tijd voordat alle ionen gerecombineerd zijn. Deze tijd heet de ontionisatietijd en bedraagt gewoonlijk 100 μs of meer. Het zal duidelijk zijn dat, wanneer de anodespanning onmiddellijk na het nul worden van de stroom sterk negatief wordt, de aanwezige positieve ionen naar de anode zullen worden versneld, ten dele erin zullen doordringen en gevangen blijven. Aldus kan bij het uitgaan van de buis gas verdwijnen door hetzelfde mechanisme als bij het ontsteken. Maar omdat de ontionisatietijd lang is in vergelijking met de ionisatietijd, lijkt het waarschijnlijk dat veel meer gas verdwijnt bij het doven dan bij het ontsteken.

Dit hangt overigens sterk af van de krommevorm van stroom en spanning waaraan de buis is onderworpen. Zo zal bijv. het aantal ionen dat direct na het doven aanwezig is, afhangen van het tempo waarin de stroom vóór het doven afnam, en de snelheid waarmee de anodespanning negatief wordt, zal de kracht bepalen waarmee een ion tegen de anode botst.

Als maat voor het gezamenlijk belang van deze twee oorzaken van gasverdwijning heeft men het begrip commuteringsfactor ingevoerd. Deze grootheid is veeleer een eigenschap van de schakeling dan van de buis. Ze wordt gedefinieerd als het product van de gemiddelde snelheid waarmee de anodestroom afneemt, en de gemiddelde snelheid waarmee de anodespanning in negatieve richting aangroeit; de eenheid is ampère per microseconde maal volt per microseconde [4]) [5]).

Hoe groter de commuteringsfactor, hoe sneller het gas verdwijnt. In de gepubliceerde gegevens van thyratrons wordt soms een maximale toelaatbare waarde voor de commuteringsfactor opgegeven. De fabrikant kan echter alleen dan verantwoorde waarden vaststellen indien hij beschikt over een installatie waarin hij met thyratrons levensduurproeven kan doen bij verschillende commuteringsfactoren. De installatie moet de vereiste grote topstromen kunnen leveren en toch geen groot vermogen opnemen. In het licht van deze eisen zullen hieronder enige eenvoudige schakelingen worden beschouwd. Zij zullen echter niet bevredigend worden bevonden. Daarna zal een „fopschakeling" („cheater circuit") worden beschreven, die in alle opzichten blijkt te voldoen. Deze is gebruikt voor het beproeven van de Mullard thyratrons MT 5544 en MT 5545 (*fig. 3*; enige gegevens zijn vermeld in

[2]) Milton Birnbaum, A method of measurement of the ionization and de-ionization times of thyratron tubes, Trans. Amer. Inst. El. Engrs. **67-1**, 209-214, 1948.

[3]) M. J. Reddan en G. F. Rouse, A study of helium gas clean-up in an electric arc discharge, Electrical Eng. **71**, 159-164, 1952.

[4]) Gewoonlijk wordt bij het berekenen van de commuteringsfactor het afnemen van de stroom gemiddeld over de laatste 10 μs vóór het doven, en het aangroeien van de negatieve anodespanning gemiddeld over het interval waarin deze spanning aangroeit van 0 tot 200 V.

[5]) D. V. Edwards en E. K. Smith, Circuit cushioning of gas-filled grid-controlled rectifiers, Trans. Amer. Inst. El. Engrs. **65**, 640-643, 1946.
D. E. Marshall en C. L. Shackelford, Commutation factor in thyratron circuit design, Electronics **27**, 198, Maart 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



het onderschrift). Deze buizen zijn bij Mullard uitgewerkte vormen van een prototype dat elders was ontwikkeld [6]).

Fig. 3. De Mullard thyratrons MT 5544 (rechts) en MT 5545, beide met xenonvulling en direct verhitte kathode. De voornaamste gegevens zijn als volgt:

| | MT 5544 | MT 5545 |
|---|---|---|
| Max. topwaarde anodespann. | | |
| anode positief . . . . . | 1500 V | 1500 V |
| anode negatief . . . . . | 1500 V | 1500 V |
| Maximale anodestroom: | | |
| topwaarde . . . . . | 40 A | 80 A |
| gemiddelde waarde . . . | 3,2 A | 6,4 A |
| Max. commuteringsfactor . . | 130 VA/μs² | 130 VA/μs² |
| Maximale middellijn . . . . | 66 mm | 66 mm |
| Totale lengte . . . . . | 178 mm | 203 mm |

## Enige conventionele schakelingen

De eenvoudige schakeling van *fig. 4* kan maar aan één van de eisen voor levensduurproeven voldoen: men kan er iedere verhouding van de top- tot de gemiddelde waarde van de anodestroom mee krijgen die groter is dan $\pi$ (de waarde $\pi$ geldt voor een halve sinus als stroomvorm, zie fig. 3 van deel I van dit artikel [7])). Snelle commutatie echter, die toch ook een eis is, kan men er niet mee verkrijgen.

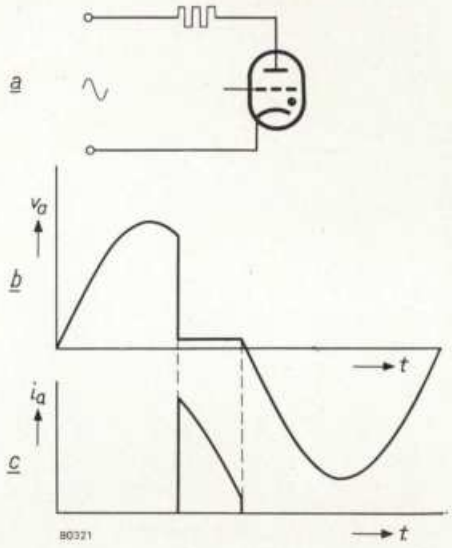



Fig. 4. *a*) Thyratron met zuivere weerstandsbelasting. *b*) Anodespanning $v_a$ en (*c*) anodestroom $i_a$, als functie van de tijd $t$. Bij het uitgaan van de buis neemt $i_a$ langzaam af en groeit — $v_a$ langzaam aan, zodat de commuteringsfactor klein is.

Voegt men een zelfinductiespoel aan de kring toe (*fig. 5*), dan kan men de omstandigheden zo kiezen dat bij het doven de anodespanning zeer snel negatief wordt. De in de spoel geïnduceerde spanning houdt

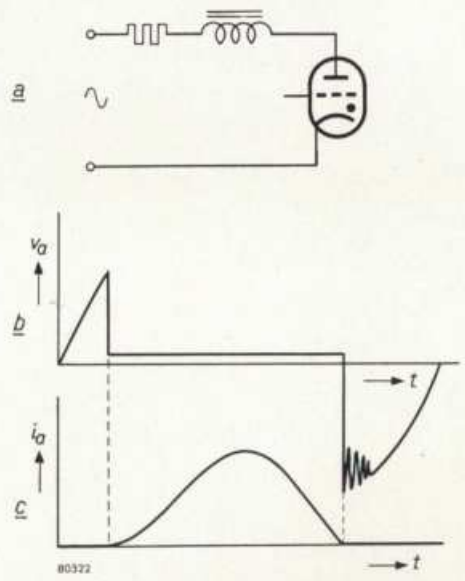



Fig. 5. Heeft een thyratron een deels inductieve belasting, dan kunnen de kringparameters zo worden gekozen dat de buis uitgaat bij de negatieve top van $v_a$. Het aangroeien van $-v_a$ gaat dan zeer snel, maar het afnemen van de stroom geschiedt nog langzaam, zodat toch nog geen zeer grote commuteringsfactoren kunnen worden verkregen. (Bij het uitgaan van de buis ontstaan trillingen in de kring gevormd door de spoel en parasitaire capaciteit.)

[6]) A. W. Coolidge Jr., A new line of thyratrons, Trans. Amer. Inst. El. Engrs. **67-1**, 723-727, 1948.

[7]) M. W. Brooker en D. G. Ware, Schakelingen voor het beproeven van thyratrons, I. Het meten van de roosterstroom, Philips techn. T. **16**, 72-78, 1954 (No. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



namelijk de anode van de buis nog positief nadat de wisselspanning al negatief is geworden; de anodestroom blijft dus nog enige tijd doorlopen, maar wanneer hier een eind aan komt, wordt de anodespanning in zeer korte tijd sterk negatief (gelijk aan de ogenblikswaarde van de aangelegde wisselspanning). Zo is althans één van de oorzaken van gasverdwijning aanwezig, maar de andere — een snel afnemen van de stroom — ontbreekt hier.

De tweefazige gelijkrichtschakeling, met twee buizen, en met weerstand en zelfinductie als belasting (*fig. 6*), combineert de beide oorzaken. Anodestroom vloeit door de ene buis tot de andere wordt ontstoken: hij daalt dan vrij plotseling tot nul, en

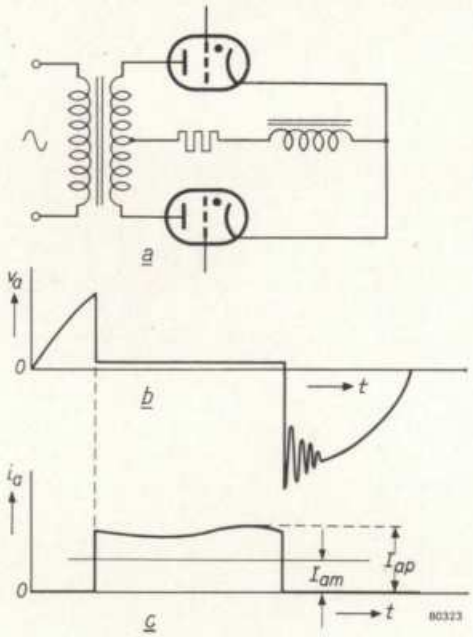



Fig. 6. *a*) Tweefazige gelijkrichter met twee thyratrons, belast op weerstand, met afvlaksmoorspoel. Zowel het aangroeien van $-v_a$ als het afnemen van $i_a$ gebeuren snel (zie *b* resp. *c*), maar de top $I_{ap}$ van $i_a$ is nauwelijks meer dan $2\times$ de gemiddelde waarde $I_{am}$, en het opgenomen vermogen is groot.

indien de ontstekingshoek ongeveer 90° bedraagt, neemt de anodespanning zeer snel een hoge negatieve waarde aan. Het commuteren gaat hier dus buitengewoon snel. De schakeling heeft echter twee belangrijke nadelen. In de eerste plaats is de verhouding van de top- tot de gemiddelde waarde van de anodestroom nauwelijks groter dan 2, en ten tweede is het opgenomen vermogen groot, want om de vereiste hoge negatieve spanning te krijgen, kan men niet met een lage wisselspanning werken.

De eenvoudigste conventionele schakeling die zowel snel commuteeert als voldoend grote topstromen levert, is de zesfazige schakeling met zes buizen. Maar daar geldt pas recht het bezwaar van het grote vermogen; voor zes vol belaste thyratrons MT 5545 bijv. is 55 kW nodig.

Conventionele schakelingen zijn dus niet geschikt voor levensduurproeven van thyratrons bij snelle commutatie. Om deze reden is ook voor dit doel een „fopschakeling" ontworpen, en wel een die gering vermogen combineert met snelle commutatie.

## Details van de fopschakeling

Wij zullen nu een installatie beschrijven die te Mitcham gebruikt is voor het beproeven van thyratrons type MT 5545.

De vereiste grote commuteringsfactor wordt hier verkregen door de te beproeven buis te doven met behulp van een hoge negatieve spanningsimpuls op de anode. De stroom houdt dan plotseling op en de anodespanning wordt snel negatief.

Het principe van de schakeling is weergegeven in *fig. 7a*. De te onderzoeken buis, $Th_1$, werkt op 220 V wisselspanning. Met behulp van een stuurschakeling kiest men een zodanige ontstekingshoek dat men de juiste verhouding van top- tot gemiddelde waarde van de anodestroom heeft, en met de belastingsweerstand ($R_1$) stelt men de stroom op de gewenste waarde in. De rest van de schakeling dient alleen tot het voortbrengen van de negatieve impuls op de anode van de buis. Deze impulsen worden afgeleid uit een sinusvormige transformatorspanning van 1000 V, die in tegenfaze met de spanning van 220 V is.

Als de schakeling werkt, gebeurt het volgende. Terwijl de te beproeven buis ($Th_1$) en een hulpthyratron ($Th_2$) nog niet geleiden, wordt over een tweede hulpthyratron ($Th_3$) een condensator $C_2$ geladen tot ongeveer 1500 V, met de aangegeven polariteit. Als de laadstroom door $Th_3$ nul is geworden, wordt $Th_1$ ontstoken, en even later, als $Th_1$ nog geleidt, ook $Th_2$. Dan heeft de condensator $C_2$ gelegenheid zich te ontladen, over de weerstand $R_2$ en de thyratrons $Th_1$ en $Th_2$.

Het gevolg is dat op de anode van $Th_1$ plotseling −1500 V komt te staan (fig. 7*b*) en dat de stroom die door deze buis liep, dus opeens nul wordt (fig. 7*c*). Aldus verlopen in $Th_1$ het afnemen van de stroom en het aangroeien van de negatieve anodespanning buitengewoon snel; met andere woorden: de commuteringsfactor is zeer groot.

Of de buis, nadat de condensatorontlading is afgelopen, al dan niet onmiddellijk opnieuw aangaat, hangt af van de ontionisatietijd en van de waarde die de roosterspanning dan heeft. Maar dit doet voor de werking van de schakeling niet ter zake. Een opnieuw aangaan, zoals voorgesteld in fig. 7*c*,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



zou het opgenomen vermogen ook niet in belangrijke mate vergroten, daar de voedingsspanning laag is.

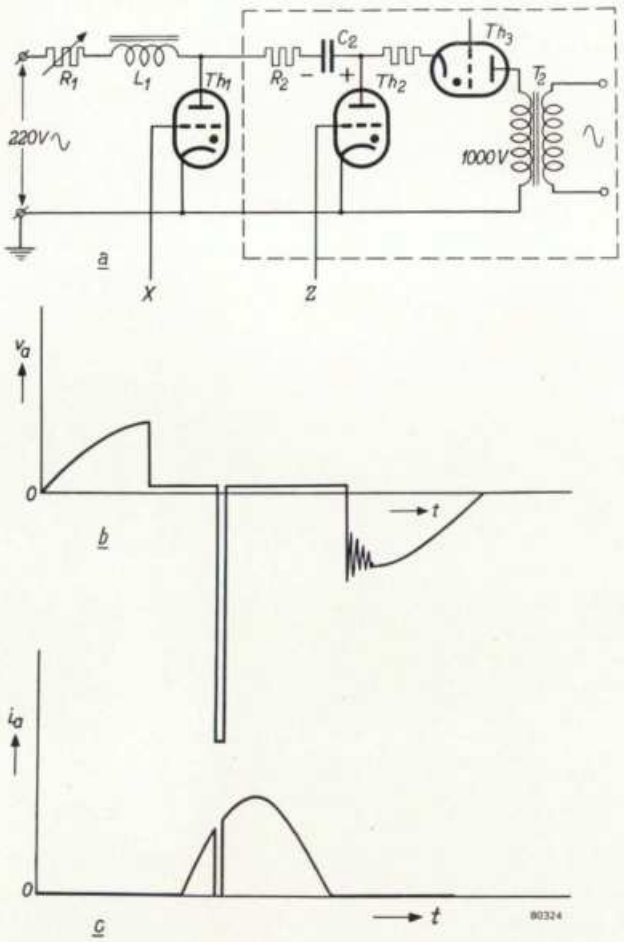



Fig. 7. *a*) „Fopschakeling" voor het beproeven van thyratrons bij grote commuteringsfactor. $Th_1$ is de te beproeven buis, met weerstands- en inductieve belasting $R_1$-$L_1$. Binnen de stippellijn: schakeling voor het opwekken van hoge negatieve spanningsimpulsen aan de anode van $Th_1$, om deze buis te doven. Genoemde schakeling bevat een condensator $C_2$, tot 1500 V geladen uit de hoogspanningstransformator $T_2$ via een hulpthyratron $Th_3$. Wanneer het hulpthyratron $Th_3$ wordt ontstoken, ontlaadt $C_2$ zich over $Th_1$ (die dan al geleidend is) en $Th_2$. Deze ontlading dooft $Th_1$, zoals blijkt uit de spannings- en de stroomkromme (*b* resp. *c*).

### „*Afrondketens*"

De boven beschreven schakeling bleek ver over het aanvankelijk gestelde doel heen te schieten, daar een commuteringsfactor van ongeveer 10 000 VA/$\mu$s$^2$ werd gevonden, terwijl slechts een waarde van 2 A/$\mu$s $\times$ 40 V/$\mu$s = 80 VA/$\mu$s$^2$ werd verlangd (pas later zijn ook grotere waarden wenselijk gebleken). Maar het is niet moeilijk een te snel verlopende commutatie willekeurig te vertragen; schakelingen daartoe staan in het Engels bekend als „snubber circuits" of „cushioning circuits" (zie het in [5]) aangehaalde artikel), wat we willen vertalen met „afrondketens", omdat zij de zeer steile stroom- en spanningssprongen enigszins afronden. De voor dit doel veelal gebruikte combinatie van een weerstand en een condensator werd voor ons geval niet bruikbaar bevonden, wegens te geringe energie in de condensator. In plaats daarvan werden een spoel ($L_3$) en een condensator ($C_3$) gebruikt, zoals is voorgesteld in *fig. 8a*. Terwijl $Th_1$ geleidt, vormen $L_3$ en $C_3$ een serieresonantiekring via $Th_2$.

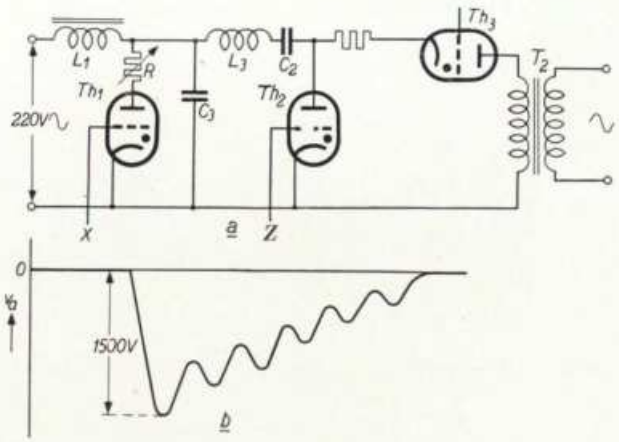



Fig. 8. *a*) Fopschakeling als in fig. 7*a*, maar met een „afrondketen" $L_3$-$C_3$, die de commuteringsfactor begrenst tot 80 VA/$\mu$s$^2$. *b*) Spanning $v_a$ over de te beproeven buis.

De spanning die nu over de buis $Th_1$ komt te staan, is weergegeven in fig. 8*b*. (Door het oscillatorisch karakter van de ontlading loopt de negatieve anodespanning hoger op dan wanneer geen trillingen aanwezig zouden zijn; men kan gemakkelijk een topwaarde van —1500 V bereiken.)

Met een geschikt gekozen afrondketen bleek de gewenste commuteringsfactor van 80 VA/$\mu$s$^2$ bereikbaar te zijn. Toen voor latere proeven grotere commuteringsfactoren werden verlangd, konden deze worden verkregen met een eenvoudige *RC*-afrondketen (*fig. 9*).

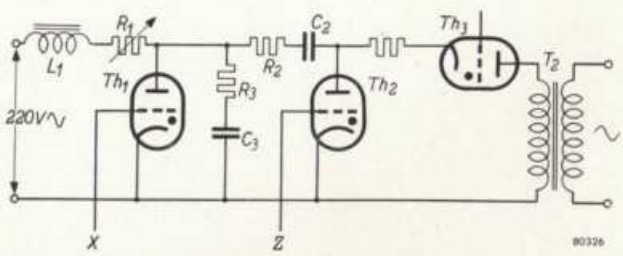



Fig. 9. Fopschakeling als in fig. 7*a*, maar met een afrondketen $R_3$-$C_3$. Deze schakeling wordt gebruikt voor commuteringsfactoren groter dan 80 VA/$\mu$s$^2$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



*Roosterspanningen*

Elk van de drie thyratrons heeft een eigen roosterbesturing nodig. Beschouwen we eerst de te onderzoeken buis ($Th_1$). Hierbij moest voldaan worden aan twee belangrijke voorwaarden.

In de eerste plaats is het niet wenselijk dat het rooster van een buis MT 5545 positief ten opzichte van de kathode is terwijl de anode sterk negatief is. Er zou dan een blijvende ontlading naar het rooster tot stand kunnen komen, en de daarbij gevormde positieve ionen zouden worden aangetrokken door de anode en aanleiding geven tot overmatig snel verdwijnen van gas en misschien zelfs tot terugslag.

In de tweede plaats was het, toen de buis MT 5545 nog in het beginstadium van ontwikkeling verkeerde, geboden, rekening te houden met het optreden van ongewenste effecten, zoals roosteremissie en slechte isolatie.

Om ondanks dergelijke gebreken zeker te zijn van stabiele werking, leek het 't verstandigst, een hoge negatieve voorspanning te gebruiken en de buis te ontsteken door middel van impulsen. Hiertoe werd de schakeling van *fig. 10* gebruikt. De eerste trap van deze schakeling is gelijk aan die van fig. 6 van deel I [7]), maar in de uitgangstrap doet nu een penthode in anodebasisschakeling dienst. Deze levert impulsen aan het rooster van $Th_1$.

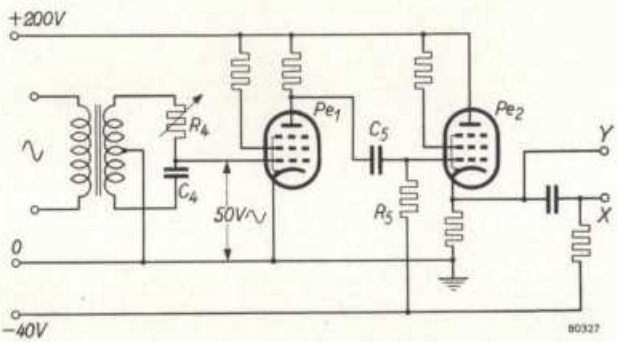



Fig. 10. Schakeling die de verschillende ontsteekimpulsen levert. $Pe_1$ penthode, sterk overbelast door 50 V wisselspanning (met regelbare fazeverschuiving, netwerk $R_4$-$C_4$) op het stuurrooster, zodat de anodestroom kanteelvormig wordt. Differentiatie (netwerk $C_5$-$R_5$) levert positieve en negatieve spanningsimpulsen. De positieve impulsen besturen een penthode $Pe_2$ in anodebasisschakeling. Aan klem $X$ worden afgenomen de ontsteekimpulsen voor de te beproeven buis ($Th_1$ in fig. 7*a*, 8*a* en 9), aan klem $Y$ impulsen voor een flip-flap (fig. 11), die de hulpbuis $Th_2$ bestuurt.

De besturing van thyratron $Th_2$ wordt bepaald door de eis dat $Th_2$ niet gelijktijdig met $Th_3$ mag geleiden. Het rooster van $Th_2$ moet dus voldoende negatief zijn vóór het begin der halve periode waarin de hoge wisselspanning positief is, en het rooster moet negatief blijven tot enige tijd nadat $Th_1$ is ontstoken. Hieraan is voldaan door het gebruik van een negatieve voorspanning op het rooster van $Th_2$, in combinatie met een ontsteekimpuls, opgewekt door een monostabiele multivibrator of flip-flap (*fig. 11*). In de stabiele toestand van deze flip-flap is sectie *1* van een dubbele triode stroomloos en sectie *2* geleidend. De door de schakeling van fig. 10 aan de klem $Y$ opgewekte impuls maakt sectie *1* geleidend en sectie *2* stroomloos. Met een variabele weerstand $R_6$ kan men de tijd regelen gedurende welke sectie *2* stroomloos blijft. Het weer stroomloos worden van sectie *1* heeft tot gevolg dat een positieve impuls op het rooster van de penthode $Pe_3$ komt te staan; deze buis geeft dan, via klem $Z$, een ontsteekimpuls op het rooster van $Th_2$. Een smoorspoel ($L_4$) in de kathodeleiding van de penthode vertraagt het toenemen van de stroom in deze buis; dit maakt dat de spanning aan klem $U$ sneller toeneemt dan die aan $Z$, zodat de spanning aan $U$ kan dienen om de horizontale afbuiging van een kathodestraaloscillograaf zodanig te synchroniseren dat deze begint even voordat $Th_2$ wordt ontstoken. Op deze wijze kan het gehele verloop van afnemen van de stroom en toenemen van de negatieve anodespanning worden waargenomen. De synchronisatie van de oscillograaf is nodig om „bibberen" van het oscillogram te voorkomen, maar niettemin kan het moeilijk zijn, een duidelijk beeld te krijgen in het interval van 1 tot 2 µs rondom het ogenblik van doven, als gevolg van het optreden van trillingen, veroorzaakt door parasitaire capaciteiten en zelfinducties.

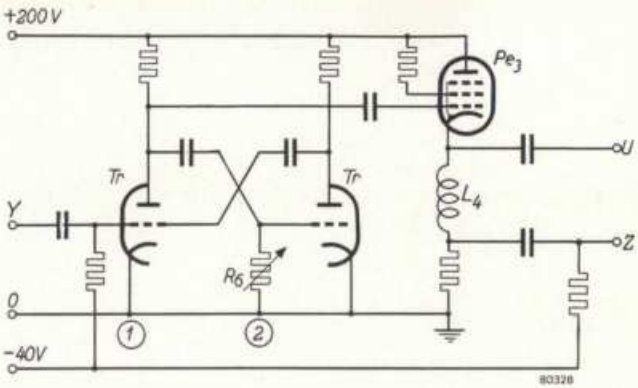



Fig. 11. Flip-flap (monostabiele multivibrator), stabiel met sectie *1* van de dubbele triode *Tr* (Mullard ECC 33) stroomloos en sectie *2* geleidend. Een positieve impuls op $Y$ (vgl. fig. 10) doet de flip-flap omslaan, die in de stabiele toestand terugkeert na een tijd die regelbaar is met de weerstand $R_6$.

De uitgangstrap bevat een penthode $Pe_3$ in anodebasisschakeling. De aan klem $U$ optredende impulsen synchroniseren een kathodestraaloscillograaf, de impulsen aan $Z$ ontsteken de hulpbuis $Th_2$ (fig. 7*a*, 8*a* en 9). De smoorspoel $L_4$ maakt dat de impuls aan $Z$ even later komt dan die aan $U$.

Voor het thyratron $Th_3$ dat de condensator $C_2$ laadt, kan men met een veel eenvoudiger roosterbesturing volstaan. De voornaamste eis is dat $Th_3$ niet aangaat voordat $Th_2$ voldoende tijd heeft gehad tot ontionisatie, anders zou $C_2$ kortgesloten zijn en dus niet geladen kunnen worden. Het is voldoende $Th_3$ 60° later te ontsteken dan $Th_2$; dit wordt bereikt door middel van een eenvoudig fazeverschuivend netwerk.

*Met de schakeling verkregen resultaten*

De installatie is gebruikt voor het nemen van levensduurproeven met buizen MT 5545 gedurende tijden tot 2200 uur. Dit is een geruime tijd, als men in aanmerking neemt dat de buizen werkten met commutatiefactoren van 450 tot 750 VA/µs², d.i. ettelijke malen de opgegeven maximale waarde (130 VA/µs²). De beproefde buizen waren voorzien van een inrichting tot het meten van de gasdruk, bestaande uit een kwartsdraad, die in een zijbuis was aangebracht en in trilling kon worden gebracht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



De demping van deze trilling is een maat voor de gasdruk.

Enige resultaten zijn uitgezet in *fig. 12*. De nauwkeurigheid van de metingen is ongeveer 5%. Men ziet dat er wat gas verdwijnt gedurende de eerste 250 uur, maar dat daarna de gasdruk zo goed als constant blijft — niet alleen bij de al grote commuteringsfactor van 450 VA/$\mu$s$^2$, maar ook toen deze werd opgevoerd tot 750 VA/$\mu$s$^2$.

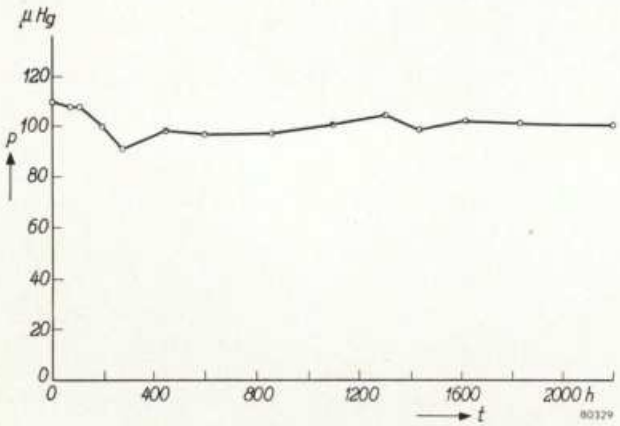



Fig. 12. Gasdruk $p$ in een Mullard thyratron MT 5545 gedurende de beproeving op verdwijnen van gas. Gedurende de eerste 1270 uur werkte de buis met een commuteringsfactor $f_c$ = 450 VA/$\mu$s$^2$, gedurende de rest van de tijd met $f_c$ = 750 VA/$\mu$s$^2$.

Proeven zijn gaande met andere buistypes, om de geschiktheid van verschillende electrodevormen met elkaar te vergelijken. Het getoonde resultaat bevestigt reeds wat elders [6]) over de constructie van buizen als de MT 5545 werd medegedeeld.

**Samenvatting.** Een thyratron kan voortijdig aan zijn eind komen door „verdwijnen" van gas. Dit verschijnsel treedt vooral op wanneer de commuteringsfactor (product van de snelheid waarmee de stroom door de buis bij het doven afneemt, en de snelheid waarmee de anodespanning dan in negatieve richting aangroeit) groot is. Het was daarom wenselijk levensduurproeven te nemen met een grote commuteringsfactor. Gewone schakelingen met grote commuteringsfactor nemen echter, bij thyratrons voor groot vermogen, een dusdanig groot vermogen op dat voor een langdurige proef de energiekosten veelal een beletsel vormen. Deze moeilijkheid is vermeden door het gebruik van een „fopschakeling" („cheater circuit"), die de gewenste omstandigheden nabootst en slechts een fractie van het vermogen verbruikt dat anders nodig zou zijn. Besproken wordt een aldus genomen levensduurproef met Mullard thyratrons MT 5545, met xenonvulling. In ruim 2000 uur blijkt geen noemenswaardige hoeveelheid gas te verdwijnen, hoewel de commuteringsfactor zeer groot was (tot 750 VA/$\mu$s$^2$).

# OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

**2130:** K. ter Haar en J. Bazen: The titration of „Complexone III" with thorium nitrate at $p_H$ = 2,8-4,3 (Anal. chim. Acta **9**, 235-240, 1953, No. 3).

De reactie tussen thorium en „Komplexon III" (dinatriumzout) van ethyleendiamine-tetra-azijnzuur) bij $p_H$ = 2,8 tot 4,3 is ontwikkeld tot een kwantitatieve methode, met alizarine-S als indicator. De reactie kan worden gebruikt om een overmaat „Komplexon" vast te stellen en vormt de basis voor nog te publiceren aluminium-, nikkel- en bismuthbepalingen. Zij kan vermoedelijk ook gebruikt worden voor eenvoudige thoriumbepalingen.

**2131:** A. J. W. M. van Overbeek en F. H. Stieltjes: Bandwidth limitation of junction transistors (Proc. Inst. Radio Engrs. **40**, 1424, 1952, No. 11).

Voortbouwende op resultaten verkregen door Steele wordt een fundamentele grenswaarde berekend van de kwaliteitsfactor voor bredebandversterking bij een lagentransistor. De uitgangscapaciteit is bij deze berekening niet in aanmerking genomen.

**2132:** J. Feddema en W. J. Oosterkamp: Volume doses in diagnostic radiology (uit Modern trends in diagnostic radiology, 2nd series, edited by J. M. M. van Laren, Butterworth, London, p. 35-42, 1953).

Gewezen wordt op het belang van het meten van de dosis bij diagnostische toepassingen der röntgenstralen. Methodes worden beschreven om bij doorlichting en bij het maken van foto's tot de gewenste kennis van de volumedosis te geraken. Enige gegevens over de gemiddelde volumedosis bij een aantal diagnostische bestralingen worden in een tabel vermeld. Ten slotte wordt aan de hand van patientenmateriaal nagegaan of een schadelijke invloed van diagnostische bestralingen is aan te tonen. Dit blijkt niet het geval te zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



**2133:** J. L. Meijering: On a statement by C. S. Smith concerning an upper limit to the sharing of corners in aggregates (Acta Metall. **1**, 607, 1953, No. 5).

In tegenstelling met een door C. S. Smith geponeerde stelling kan het aantal hoekpunten in een kristalaggregaat wel degelijk groter zijn dan 6 maal het aantal kristallen, ook als alle kristallen convexe polyeders zijn met platte grensvlakken.

**2134:** H. G. van Bueren: Relation between plastic strain and increase of electrical resistivity of metals (Acta Metall. **1**, 607-609, 1953, No. 5).

De toeneming van de electrische weerstand door plastische vervorming van metalen bij lage temperaturen wordt toegeschreven aan de vorming van gaten, interstitiële atomen en dislocaties. Uitgaande van beschouwingen gegeven in No. **2125**, wordt aangetoond dat de laatste invloed leidt tot een toeneming evenredig met $\varepsilon^{1/2}$($\varepsilon$ = elongatie) en de eerste twee tot een toeneming evenredig met $\varepsilon^{3/2}$. Uit proeven van Manintveld volgt een 3/2-macht, hetgeen erop wijst dat dislocaties weinig invloed hebben, een conclusie die ook theoretisch plausibel lijkt. Hieraan wordt nog een beschouwing vastgeknoopt over de invloed van het ontlaten op de weerstand.

**2135:** W. Hoogenstraaten en H. A. Klasens: Some properties of zinc sulfide activated with copper and cobalt (J. Electrochem. Soc. **100**, 366-375, 1953, No. 8).

Verschillende eigenschappen van ZnS-Cu-Co-fosforen bij bestraling met 3650 Å worden beschreven, nl. de thermoluminescentie, het nalichten, het aanlopen van de luminescentie, de temperatuurafhankelijkheid en de lichtsom. De resultaten der proeven kunnen voor het merendeel worden verklaard met een model waarin cobaltniveaus niet alleen fungeren als electronenvangplaatsen, met een diepte van 0,5 eV, maar ook als acceptoren voor electronen die thermisch uit kopercentra worden vrijgemaakt en waarvan de activeringsenergie 1,1 eV bedraagt. Om de waargenomen invloed van de bestralingsintensiteit op de lichtsom te verklaren, wordt met de mogelijkheid rekening gehouden dat door de bestraling met 3650 Å electronen van vangplaatsen naar de geleidingsband worden overgebracht.

**2136:** J. D. Fast: Erzeugung von reinem und absichtlich verunreinigtem Eisen und Untersuchungen an diesen Metallen (Stahl und Eisen **23**, 1484-1496, 1953, No. 23).

Ten einde een inzicht te krijgen in de oorzaken van verschillende verschijnselen die in technische staalsoorten optreden, werd een hoogvacuumoven ontwikkeld die inductief met 300 kHz wordt verhit en die geschikt is voor het smelten van hoeveelheden zeer zuiver ijzer tot 2 kg. Richtlijnen worden gegeven voor de uitvoering van het smelten en de keuze van het kroesmateriaal (zie ook Philips techn. T. **15**, 73, 1953, No. 3). Met het zuivere ijzer als uitgangsmateriaal werden onderzoekingen verricht over de invloed die koolstof (tot 0,04%), zuurstof (tot 0,03%), stikstof (tot 0,02%), alsmede mangaan (tot 0,50%) afzonderlijk of tezamen bezitten op (a) de afschrikveroudering, (b) de vervormingsveroudering, (c) de blauwbrosheid, (d) de korrelgrenzenbrosheid.

In beschouwingen over de atomaire achtergronden van de bestudeerde verschijnselen gelukt het de schrijver de gemeenschappelijke oorzaak te ontdekken van een groot aantal verschijnselen, die op het eerste gezicht weinig of niets met elkaar te maken hebben. Dit zijn de grotere oplosbaarheid van koolstof en stikstof in $\gamma$-ijzer, vergeleken met die in $\alpha$-ijzer; de grotere oplosbaarheid van stikstof in beide phasen, vergeleken met die van koolstof; de aanwezigheid van de opgeloste koolstof- en stikstofatomen in de octaëderholten van beide phasen; de Snoek-demping; de martensietvorming; het optreden van een bovenste en een onderste vloeigrens in de trek-rekkromme van vloeistaal; de vervormingsveroudering; de kleinere oplosbaarheid van koolstof en stikstof in siliciumijzer, vergeleken met die in zuiver ijzer; de voorkeur van de opgeloste koolstof- en stikstofatomen voor de korrelgrenzen van ijzer.

**2137:** J. I. de Jong en J. de Jonge: The chemical composition of some condensates of urea and formaldehyde (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **72**, 1027-1036, 1953, No. 11).

Enige condensaten van ureum en formaldehyde werden bereid uit oplossingen met $p_H$ = 2-7 bij temperaturen van 20-76 °C. Deze producten werden onderzocht op hun gehalte aan methyleengroepen, methylolgroepen en ureumgroepen. De uitkomsten der analyses stroken met het voorkomen van alleen methyleenbruggen tussen de ureumbrokstukken. De gemiddelde moleculaire gewichten van de condensaten, berekend uit de analytische gegevens, bleken vrij klein te zijn. De condensaten worden blijkbaar door een trapsgewijze condensatiereactie gevormd. „Methyleen-ureum" is vermoedelijk een mengsel van condensaten met een gemiddeld moleculair gewicht van 300-500.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



**2138:** J. S. C. Wessels en E. Havinga: Studies on the Hill reaction, II (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **72**, 1076-1082, 1953, No. 11).

De invloed van zuurstof op de Hill-reactie werd onderzocht door meting van de redoxpotentiaal. Een eenvoudig reactieschema, waarbij de primaire vorming van een specifieke reducerende stof wordt ondersteld die vervolgens met de toegevoegde oxyderende stof reageert, schijnt in overeenstemming te zijn met kinetische en andere gegevens van de reactie. Enige resultaten van onderzoekingen over de invloed van inhibitoren en biochemisch belangrijke stoffen worden vermeld en besproken; mogelijke oorzaken van de tegenstrijdigheden in de literatuur betreffende de werking van inhibitoren worden aangegeven.

**2139:** K. F. Niessen: Ratio of exchange integrals in connection with angles between partial magnetizations in ferrimagnetic spinels (Physica **19**, 1035-1045, 1953, No. 10).

Er wordt een mengkristal met spinelstructuur beschouwd dat twee soorten magnetische ionen bevat. De spinrichting van magnetische ionen op een deelrooster van (octaëdrische) $B$-holten kan daarbij (zoals door Yafet en Kittel voor een spinel met slechts één soort magnetische ionen werd aangenomen) verschillen van de spinrichting van de ionen op het andere deelrooster van $B$-holten. Rekening wordt gehouden met de verschillende aard der beide soorten ionen. Er kan een situatie worden verkregen waarbij de deelmagnetisaties noch parallel, noch antiparallel staan, doch waarbij in een deelrooster (bijv. $B_1$) twee speciale spinrichtingen voor de twee soorten magnetische ionen optreden en in het andere deelrooster ($B_2$) een ander spinrichtingenpaar, dat symmetrisch ten opzichte van het eerstgenoemde paar ligt, met als symmetrielijn de enkelvoudige spinrichting der ionen in de (tetraëdrische) $A$-holten. De $A$-$A$ wisselwerking wordt verwaarloosd en dienovereenkomstig wordt geen rekening gehouden met de onderverdeling van het $A$-rooster. Er zijn samenstellingen van het mengkristal mogelijk waarbij een dergelijk niet-rechtlijnig geval juist kan optreden, dwz. waarbij de verschillen tussen de spinrichtingen in de $B$-holten zeer klein zijn, daar hun hoeken met de spinrichting in de $A$-holten bijna gelijk zijn aan $\pi$. Uit drie dergelijke samenstellingen kunnen de verhoudingen van de wisselwerkingsintegralen worden bepaald.

**2140:** K. F. Niessen: Magnetic behaviour of some ferrites (Physica **19**, 1127-1132, 1953, No. 11).

Door E. W. Gorter van dit laboratorium is voor een serie mengkristallen van nikkelferriet en nikkeltitanaat ($Fe_{2-2a}Ni_{1+a}Ti_aO_4$) met een titaangehalte $0 < a < 0{,}5$ het verloop van de curietemperatuur als functie van $a$ gemeten. Uit dit verloop wordt de verdeling van het titanium over de tetraëderplaatsen ($A$) en de octaëderplaatsen ($B$) van het spinel afgeleid, met de onderstelling dat nikkelionen zich altijd op $B$-plaatsen bevinden. De voor deze berekening nodige parameters werden verkregen uit het verloop van de curietemperatuur van nikkelzinkferriet, zoals die door Guillaud en Roux als functie van het nikkelgehalte is gemeten. De deelmagnetisaties in $Fe_{2-2a}Ni_{1+a}Ti_aO_4$ werden parallel en antiparallel aangenomen. Het blijkt dat het titanium in het geval $a \ll 1$ statistisch verdeeld is (dwz. in dezelfde verhouding 1 : 2 als de aantallen $A$- en $B$-plaatsen), maar dat bij een toenemend titaniumgehalte dit metaal een toenemende voorkeur voor de $A$-plaatsen heeft.

**2141:** J. M. Stevels: Analyse statistique graphique du verre, II (Verres et Réfractaires **7**, 281-286, 1953, No. 5).

Schrijver toont aan dat voor de glazen van het systeem $Na_2O$-CaO-$SiO_2$ een lineair verband bestaat tussen de specifieke refractie: $S = [(n_D^2 - 1)/(n_D^2 + 1)] : \varrho$ en de dispersie $D = n_F - n_C$, zodanig dat $S = \text{constante} \cdot D + f(R)$. Hierin is $f(R)$ alleen een functie van $R$ (verhouding van het aantal zuurstofionen tot het aantal $Si^{4+}$-ionen) en onafhankelijk van het gehalte aan $Na^+$- en $Ca^{++}$-ionen. Weet men kwalitatief dat het glas alleen de genoemde ionen bevat, dan maakt de formule het mogelijk door eenvoudige meting van $S$ en $D$ de aantallen brugzuurstofionen en zwevende zuurstofionen te bepalen. In een aanhangsel bespreekt de schrijver de theoretische achtergrond van de formule.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!